

VT-Forschungsbericht 2017-04

Effiziente, stochastische Vorhersage von turbulentem Brennkammerlärm

Dipl.-Ing. Felix Grimm

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Verbrennungstechnik
Stuttgart



DLR

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt



Herausgeber

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt

**Institut für
Verbrennungstechnik**

Pfaffenwaldring 38-40
70569 Stuttgart

Telefon
Telefax

(0 7 11) 68 62 - 3 08
(0 7 11) 68 62 - 5 78

Als Manuskript gedruckt.
Abdruck oder sonstige Verwendung
nur nach Absprache mit dem Institut gestattet

D93, Stuttgart

Effiziente, stochastische Vorhersage von turbulentem Brennkammerlärm

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Dipl.-Ing. Felix Grimm

aus Bayreuth

Hauptberichter:	Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner
Mitberichter:	Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer

Tag der mündlichen Prüfung: 07/07/2017

Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt
der Universität Stuttgart

Danksagung

Diese Arbeit ist während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter zwischen 2012 und 2017 am Institut für Verbrennungstechnik des Deutschen Zentrums für Luft und Raumfahrt e.V. (DLR) in Stuttgart entstanden.

Ich danke meinem Institutsleiter und Hauptberichter Herrn Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner für das entgegengebrachte Vertrauen sowie für die Möglichkeit, am Institut unter hervorragenden Arbeitsbedingungen mit außergewöhnlichen Wissenschaftlern zusammenarbeiten zu dürfen. Im Besonderen danke ich weiterhin Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer für die Übernahme des Koreferats und das große Interesse an meiner Arbeit.

Ein ausdrücklicher Dank geht an meinen Betreuer Herrn Dr.-Ing. habil. Berthold Noll. Diese Arbeit wäre ohne seine umfassende Betreuung, die wissenschaftliche Freiheit bei der Bearbeitung der Dissertation, sowie das sehr positive und kollegiale Verhältnis nicht annähernd das, was sie heute ist. Berthold, ich danke Dir für Alles.

Weiterhin danke ich meinen Kollegen Herrn Dr.-Ing. Roland Ewert und Herrn Dipl.-Ing. Jürgen Dierke vom Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik des DLR in Braunschweig. Ich bin der Meinung, dass in der Forschung Viele im Fahrwasser einiger weniger Großen unterwegs sind. Dir, lieber Roland, danke ich, dass ich eine Weile in deinem Fahrwasser schwimmen durfte. Jürgen Dierke hat die sehr gute, konstruktive und kollegiale Zusammenarbeit im Rahmen des Projektes DECISIVE durch viele kompetente und hilfreiche Ratschläge sowie sehr ausführliche Diskussionen abgerundet.

Sehr genossen habe ich in meiner Promotionszeit das kollegiale Miteinander am Institut. Aus einigen Kolleginnen und Kollegen sind geschätzte Freunde geworden und ich danke Euch für die schöne Zeit aber auch den immerwährenden Beistand und Rat. Stellvertretend möchte ich hierfür Bastian Rauch, Bhavin Kapadia, Thomas Monz, Will O'Loughlin, Jasper Grohmann, Uwer Bauder, Torsten Methling und Eleni Agelidou nennen.

Ganz herzlich danke ich meiner Familie und meinen Freunden, die mich immer unterstützt und mir Rückhalt gegeben haben. Besonders meinen Eltern möchte ich für die Ermöglichung all dessen danken, was letztendlich durch diese Arbeit doch nur teilweise ausgedrückt werden kann. Außerdem, liebe Bea, liebe Lisa, danke ich Euch beiden sehr für all das, was Ihr besonders in den letzten Jahren für mich wart und seid.

Abschließend danke ich meiner Frau Valentina. Ohne Deine geduldige Unterstützung, Deinen Rückhalt und Beistand in schwierigen Zeiten und einfach Alles, was Du für mich getan hast und tust, wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Deswegen widme ich sie Dir.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	9
Tabellenverzeichnis	15
Nomenklatur	17
Kurzfassung	27
Abstract	29
1 Einleitung	31
1.1 Zielsetzung der Arbeit	33
1.2 Verbrennungslärm - Phänomenologie und Stand der Technik	36
2 Theoretische Grundlagen	43
2.1 Grundgleichungen Verbrennungssystem	43
2.2 Turbulenzmodellierung	44
2.2.1 Das k - ω SST Modell	45
2.2.2 Reynolds-Spannungs-Modelle	46
2.3 SAS: Skalen-adaptive Simulation	47
2.4 Verbrennungsmodellierung	49
2.4.1 <i>Flamelet</i> Modell und <i>Turbulent Flame Speed Closure</i>	50
2.4.2 EDM/FRC Modell	51
2.5 Grundgleichungen der linearen Akustik	53
3 Methodik des hybriden, stochastischen Verbrennungslärmmodells	59
3.1 Statistische Lärm-Theorie	61
3.2 Stochastische Lärmquellen aus RANS-Simulationen	62
3.2.1 Die (<i>Fast</i>) <i>Random Particle</i> -Methode	62
3.2.2 Diskretisierungsansätze, RPM vs. FRPM	63
3.2.3 Turbulenz-Synthetisierung erster Ordnung	65
3.2.4 Turbulenz-Synthetisierung zweiter Ordnung	67
3.3 Verbrennungslärm-Vorhersage	69
3.3.1 Das physikalische Quellmodell	69
3.3.2 Das akustische Modell	71

4	Verifikation von FRPM-CN	73
4.1	Das Testproblem	73
4.2	Analytische Referenzlösungen	75
4.2.1	Gleichungen für turbulenten Zerfall erster Ordnung	75
4.2.2	Gleichungen für turbulenten Zerfall zweiter Ordnung	76
4.2.3	Fundamentallösungen zwischen Nah- und Fernfeld	77
4.3	Theoretische Deutung	77
4.4	Ergebnisse und Diskussion	81
4.4.1	2D Ergebnisse	81
4.4.2	3D Ergebnisse	83
5	Validierung von FRPM-CN	91
5.1	Validierungsfall Strahlflamme	92
5.2	Semi-analytisches Modell für Strahlflammen-Schallemissionen	94
5.2.1	Idee und Vorgehensweise	94
5.2.2	Theorie	95
5.2.3	Strouhal- und Helmholtzähnlichkeit - Machzahlskalierung für Jetflammen	98
5.2.4	Theoretische Ableitung der Modellparameter für FRPM-CN	99
5.2.5	Quellfeldbeiträge zum Fernfeldstrahlärm	102
5.3	Validierung anhand offener Diffusions-Strahlflammen	104
5.3.1	Numerische Konfiguration der CFD Rechnungen	104
5.3.2	CFD Ergebnisse	106
5.3.3	Numerische Konfiguration der CCA Rechnungen	108
5.3.4	2D FRPM-CN Ergebnisse	112
5.3.5	3D FRPM-CN Ergebnisse	121
5.4	Validierung anhand eingeschlossener Diffusions-Strahlflammen	126
5.4.1	Experimenteller Aufbau	126
5.4.2	Numerisches Setup	127
5.4.3	CCA Ergebnisse	128
6	Turbulenter Brennkammerlärm	133
6.1	Testfall Doppeldrallbrenner	133
6.1.1	CFD Spezifikationen	136
6.1.2	CFD Ergebnisse	138
6.1.3	CCA Spezifikationen	141
6.1.4	CAA Ergebnisse	145
6.2	Anwendungsfall PRECCINSTA Brenner	149
6.2.1	CFD Spezifikationen	151
6.2.2	CFD Ergebnisse	153
6.2.3	CCA Spezifikationen	155

6.2.4	CCA Ergebnisse	159
7	Modellierung akustischer Dämpfung	167
7.1	Konzeptionelle akustische Impedanz	167
7.2	Akustische Dämpfung	168
7.3	Das <i>Extended Helmholtz Resonator</i> (EHR) Modell	169
7.4	Liner-Experiment	171
7.4.1	Liner-Auslegung	171
7.4.2	Experimenteller Aufbau	174
7.4.3	Experimentelle Ergebnisse	177
7.5	Numerische Untersuchungen	179
7.5.1	Auslegung	179
7.5.2	2D FRPM-CN Ergebnisse	180
8	Zusammenfassung	187
A	Analytische Lösungen	191
A.1	Das Fernfeldspektrum in 2D, Standard Langevin Modell	191
A.2	Das Fernfeldspektrum in 2D, Verschachteltes Langevin Modell	193
A.3	Das Fernfeldspektrum in 3D, Standard Langevin Modell	193
A.4	Das Fernfeldspektrum in 3D, Verschachteltes Langevin Modell	194
A.5	Die Fernfeld-Approximation	195
A.6	Die Green'schen Funktionen als Lösungen der Helmholtz-Gleichung in 2D	196
A.7	Asymptotisches Verhalten der Green'schen Funktionen in 2D	196
A.8	Die Green'schen Funktionen als Lösungen der Helmholtz-Gleichung in 3D	197
A.9	Notationen des verschachtelten Langevin-Modells	197
B	Zusätzliche Simulationsergebnisse	199
B.1	CFD RANS der DLR-B und H3 Strahlflammen	199
	Literaturverzeichnis	201

Abbildungsverzeichnis

1.0.1	Verlauf des zivilen Luftfahrtaufkommens von 1975-2035 in Trillionen Passagier-Kilometern [140].	32
1.0.2	Dominante Lärmquellen an Flugzeug und Triebwerk.	32
1.1.1	Effektiv wahrgenommener Lärmpegel in dB (<i>Effective Perceived Noise in dB</i> (EPNdB)) über dem Jahr der Flugzertifizierung für verschiedene Flugzeugtypen und ACARE 2020 Lärmziel [70, 84, 180].	34
1.1.2	Frequenzaufgelöste Anteile am Gesamtlärm für ein Strahltriebwerk unter Anflugbedingungen [18, 59].	35
1.2.1	Kategorisierung direkter und hybrider Methoden in der numerischen Verbrennungssakustik.	39
2.3.1	Idealisiertes Turbulenzspektrum: Turbulenzenergie über der Wellenzahl $k = 2\pi f/c$ und Auflösungsgrad verschiedener Simulationsmodelle [93, 118, 154]. . .	48
2.5.1	Übersicht zu den Gleichungssystemen und vereinfachende Annahmen [206]. . .	57
3.2.1	Partikel-basierte Diskretisierungsansätze für den stochastischen Quellrekonstruktions-Algorithmus.	64
3.2.3	Zeitaufgelöstes Quell-Signal für verschiedene Zeitskalen-Verhältnisse des stochastischen Prozesses mit zweiter Ordnung Langevin Dekorrelations-Modell, $\mu = \tau_2/\tau_1$	69
4.1.1	3D Setup des Verifikations-Testfalls.	73
4.3.1	Konfiguration zur Auswertung von Quellfeldgrößen nach Gl. (4.2.4).	78
4.3.2	Visualisierung des Anteils Fundamentallösung in Gl. (4.3.1) auf dem Quellgebiet mit Beobachter bei $(1 1.8 1)$ und $f = 15$	79
4.3.3	Visualisierung des Anteils Direktivität in Gl. (4.3.1) auf dem Quellgebiet mit Beobachter bei $(1 1.8 1)$ und $f = 15$	79
4.3.4	Komponentenweise frequenzaufgelöste Analyse von Gl. (4.3.1), Vergleich zwischen 2D und 3D.	80
4.4.1	Beispielhafte Ergebnisse zum 2D Verifikations-Test mit erster Ordnung Turbulenz-Synthetisierung, dimensionslose Darstellung.	82
4.4.2	Vergleich von 2D analytischer Lösung (gestrichelt) und FRPM-CN Spektren. Referenzfälle aus Tabelle 4.1.	82

4.4.3	Vergleich von 2D analytischer Lösung (gestrichelt) und FRPM-CN Spektren. Referenzfälle aus Tabelle 4.1.	83
4.4.4	Stromab Kreuzkorrelation des instationären Quellsignals. Vergleich synthetischer Turbulenzmodellierung im Modus erster (a),(c),(e) und zweiter Ordnung (b),(d),(f).	84
4.4.5	x - und y -Profile der Quellvarianz. Schwarz: analytische Lösung. Langevin Modell erster Ordnung.	85
4.4.6	x - und y -Profile der Quellvarianz. Schwarz: analytische Lösung. Langevin Modell zweiter Ordnung.	85
4.4.7	Beispielhafte Ergebnisse zum 3D Verifikations-Test mit erster Ordnung Turbulenz-Synthetisierung, dimensionslose Darstellung.	86
4.4.8	Vergleich von 3D analytischer Lösung (gestrichelt) und FRPM-CN Spektren (durchgehend). Referenzfälle aus Tabelle 4.1.	87
4.4.9	Vergleich von 3D analytischer Lösung (gestrichelt) und FRPM-CN Spektren (durchgehend). Referenzfälle aus Tabelle 4.1. Zweite Ordnung Turbulenz-Synthetisierung.	87
4.4.10	Stromab Korrelationsanalyse des transienten Quellsignals. Vergleich von Langevin Modus erster (a),(c),(e) und zweiter Ordnung (b),(d),(f).	88
4.4.11	x - und y - und z -Profile der Quellvarianz, Vergleich synthetischer Turbulenzmodellierung im Modus erster (a),(c),(e) und zweiter Ordnung (b),(d),(f). Schwarz: analytische Lösung.	89
5.0.1	Vorgehensweise zur Validierung.	91
5.1.1	Links: Experimenteller Aufbau der DLR-Strahlflammen. Rechts [181]: Mikrofonpositionen für den akustischen Druck und Namenskonvention # 1-9.	93
5.1.2	Mikrofonanordnung [181] der H3-Flamme für die Auswertung der Schallintensitäten analog zu Piscoya et al. [207].	93
5.2.1	Prinzipskizze und Annahmen zum semi-analytischen Modell für Strahlflammenlärm-Vorhersage.	95
5.2.2	Unterschiede im Informationsstrahlengang zweier sich stromab befindender Quellpunkte in Bezug auf den Fernfeldbeobachter \mathbf{x}_1 des Jets [257].	96
5.2.3	Strouhal- (Gl. (5.2.20)) und Helmholtz-ähnliche (Gl. (5.2.21)) Spektren am Beispiel der DLR-A Strahlflamme, Mikrofonposition #1.	100
5.2.4	Darstellung der für das Langevin-Modell relevanten Zeitskalen des Strahlflammenproblems, beispielhaft an der DLR-A Flamme. $\tau_2/\Delta t$ entspricht dem Verhältnis der inneren Zeitskala zum Zeitschritt der numerischen Simulation. . . .	101
5.2.5	Prinzip und Integrationsprinzip des semi-analytischen Modells für Strahlflammenlärm in 3D.	102
5.2.6	Quellfeldgrößen und -statistiken zur Auswertung für Strahlflammenspektren. .	103

5.2.7	Integrand des Ausdrucks in Gl. (5.2.21) zur Identifikation direkter Anteile am Strahl­lärm­spektrum, entdimensioniert mit $c_{ref}^3 f_{ref}^2 T_{ref}^{-1}$.	105
5.2.8	Identifikation der Beiträge zum Strahl­flammen­Lärm­spektrum mithilfe der semi-analytischen Analyse aus Abbildung 5.2.7.	106
5.3.1	Beispielhafte Ergebnisse der reaktiven CFD-RANS für die DLR-A Flamme [183, 184, 181], $y/D = x/D = 0$, Axialprofil. BVM: <i>Burning velocity model</i> .	107
5.3.2	2D FRPM-CN Setup für Strahl­flammen­lärm mit akustischem Quellfeld, Schall­druck­verteilung und Randbedingungen.	108
5.3.4	Quellfeldgrößen aus der CFD-RANS für die Strahl­flammen­anwendung am Beispiel der DLR-A Flamme.	110
5.3.5	Behandlung des Längenskalen-Diversitätsproblems für die Strahl­flammen­anwendung am Beispiel der DLR-A Flamme.	111
5.3.6	Variation der turbulenten Längenskala aus der CFD-Simulation, Auswirkung auf die Druckspektren der DLR-A Flamme an der Position #1, $25D/0D$.	112
5.3.7	Variation der turbulenten Zeitskalen aus der CFD-Simulation, Auswirkung auf die Druckspektren der DLR-A Flamme an der Position #1, $25D/0D$.	113
5.3.8	Vergleich experimentell, numerisch und analytisch ermittelter Druckspektren unter Verwendung der angepassten Modellparameter gemäß Abschnitt 5.2, Positionen #1-#6 für die DLR-A und DLR-B Flamme.	114
5.3.9	Vergleich experimentell, numerisch und analytisch ermittelter Druckspektren unter Verwendung der angepassten Modellparameter gemäß Abschnitt 5.2, Positionen #7-#9 für die DLR-A und DLR-B Flamme.	115
5.3.10	Analyse der 2D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit der lokalen Zielvarianz $\sigma = \widetilde{T'^2}/\tau_T^2$ für die DLR-A Flamme.	116
5.3.11	Analyse der 2D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit der lokalen Zielvarianz $\sigma = \widetilde{T'^2}/\tau_T^2$ für die DLR-B Flamme.	117
5.3.12	Frequenzaufgelöste Direktivität der Schallabstrahlung für die DLR-A und -B Flamme auf einem Kreis mit Radius $R = 1.8$ um den Austritt des Brennstoffrohrs. Werte normalisiert auf den jeweiligen Profilmaximalbetrag von p'_{RMS} .	118
5.3.13	Vergleich experimentell und numerisch ermittelter Schallintensitäts-Spektren für die H3 Flamme an den Mikrofonpositionen #10-#14.	119
5.3.14	Analyse der 2D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit der lokalen Zielvarianz $\sigma = \widetilde{T'^2}/\tau_T^2$ für die H3 Flamme.	120
5.3.15	Frequenzaufgelöste Direktivität der Schallabstrahlung für die DLR-A und H3 Flamme auf einem Kreis mit Radius $R = 1.8$ um den Austritt des Brennstoffrohrs. Werte normalisiert auf den jeweiligen Profilmaximalbetrag von p'_{RMS} .	120
5.3.16	Schallabstrahlcharakteristik für die DLR-A Flamme, Instantanlösung und RMS für den akustischen Druck im xz -Mittelschnitt mit 3D FRPM-CN.	121
5.3.17	Schallabstrahlcharakteristik für die DLR-B Flamme, Instantanlösung und RMS für den akustischen Druck im xz -Mittelschnitt mit 3D FRPM-CN.	122

5.3.18	Vergleich experimenteller Daten, semi-analytischer und 3D FRPM-CN numerischer Lösung für die DLR-A und -B Flammen, Mikrofone #1-#6.	123
5.3.19	Vergleich experimenteller Daten, semi-analytischer und 3D FRPM-CN numerischer Lösung für die DLR-A und -B Flammen, Mikrofone #7-#9.	124
5.3.20	Analyse der 3D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit der lokalen Zielvarianz $\sigma = \widetilde{T''^2}/\tau_T^2$ für die DLR-A Flamme.	124
5.3.21	Analyse der 3D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit der lokalen Zielvarianz $\sigma = \widetilde{T''^2}/\tau_T^2$ für die DLR-B Flamme.	125
5.3.22	Analyse der 3D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit der lokalen Zielvarianz $\sigma = \widetilde{T''^2}/\tau_T^2$ für die H3 Flamme.	125
5.4.1	Experimenteller Aufbau der eingeschlossenen Strahlflammen-Konfigurationen.	126
5.4.2	Schallabstrahlcharakteristik für die DLR-A Flamme mit Bewandung, Instantanlösung und RMS für den akustischen Druck im xz -Mittelschnitt mit 3D FRPM-CN.	128
5.4.3	Schallabstrahlcharakteristik für die DLR-B Flamme mit Bewandung, Instantanlösung und RMS für den akustischen Druck im xz -Mittelschnitt mit 3D FRPM-CN.	129
5.4.4	Druckspektren der DLR-A Flamme mit Bewandung, Mikrofonpositionen nach Abb. 5.4.1. Vergleich zwischen Experiment, 2D FRPM-CN und 3D FRPM-CN numerischer Lösung.	130
5.4.5	Druckspektren der DLR-B Flamme mit Bewandung, Mikrofonpositionen nach Abb. 5.4.1. Vergleich zwischen Experiment, 2D FRPM-CN und 3D FRPM-CN numerischer Lösung.	131
6.1.1	Schematische Zeichnung des untersuchten Doppeldrall-Brenners [268] mit charakteristischen Dimensionen (links) und im experimentellen Betrieb (rechts). .	134
6.1.2	Schnittebenen durch die Drallerzeuger des Doppeldrall-Brenners [251, 219]. .	134
6.1.3	Mittelschnitt der xz -Ebene des Doppeldrallbrenners mit CFD-RANS Feldlösung der Dichte und Kennzeichnung verschiedener Strömungsmerkmale. . . .	135
6.1.4	Abschätzung von Schallgeschwindigkeit und Machzahl für den Doppeldrallbrenner in der Ebene $y = const.$ auf Grundlage der CFD-RANS Simulationen.	136
6.1.5	Unstrukturiertes CFD-Gitter für den Doppeldrall-Brenner.	137
6.1.6	Positionen der Querlinien für Strömungsprofilvergleiche und Mikrofonpositionen für den akustischen Druck in Brennkammer (M1-M3) und Luftplenum (M4).	138
6.1.11	CCA-Gitter des Brenners mit Auslass- und Luftplenum und verwendeten Randbedingungen.	142
6.1.12	Räumliche Verteilung der effektiv vorgegebenen Quellvarianz aus CFD-RANS Feldgrößen nach Gl. (6.1.1) mit schematischer Ausdehnung der akustischen Quellfelder, $\varphi/\varphi_{\max, \text{Scherschicht}}$	143

6.1.13	Darstellung der Wichtungsfunktionen $W(x)$ in blau auf den Quellfeldern Q1 und Q2 mit beispielhaften Isokonturen der resultierenden Quellen $2q_p$	144
6.1.14	Dimensionslose Darstellung der vorgegebenen Quellfeldgrößen aus der CFD RANS als xz -Mittelschnitte auf beiden Quellfeldern Q1 und Q2.	145
6.1.15	Mittelschnitte der numerischen Lösung des akustischen Drucks (CCA-Rechengebiet) und der Temperatur (CFD-Rechengebiet), sowie der Isokonturen direkter Verbrennungslärmquellen für den Doppeldrall-Brenner.	146
6.1.16	Vergleich experimentell ermittelter Spektren [252], teilskalenauflösender Simulation [217] und 3D FRPM-CN Ergebnisse für den Doppeldrall-Brenner.	147
6.1.17	Schalldruck-RMS p'_{RMS} auf Schnittebenen durch den Doppeldrallbrenner.	149
6.2.1	Schematische Darstellung des untersuchten PRECCINSTA Brenners mit Messpositionen aus dem Experiment.	150
6.2.2	Darstellung der mittleren Flammenformen und der Maximalamplitude des akustischen Drucks in der Brennkammer für verschiedene thermische Leistungen P_{th} und Äquivalenzverhältnisse Φ [116, 252] bei technischer Vormischung für den PRECCINSTA-Brenner.	151
6.2.3	CFD Rechengitter für den PRECCINSTA Testfall [54].	152
6.2.4	Vergleich der Axialgeschwindigkeit in RANS (–) und URANS (–) Simulationen mit experimentellen Profilen für den PRECCINSTA Testfall.	153
6.2.5	Vergleich der Radialgeschwindigkeiten in RANS (–) und URANS (–) Simulationen mit experimentellen Profilen für den PRECCINSTA Testfall.	154
6.2.6	Vergleich der Temperatur in RANS (–) und URANS (–) Simulationen mit experimentellen Profilen für den PRECCINSTA Testfall.	155
6.2.7	Vergleich der Temperaturvarianz in RANS (–) und URANS (–) Simulationen mit experimentellen Profilen für den PRECCINSTA Testfall.	156
6.2.8	Blockstrukturiertes Gitter für die CCA Simulationen des PRECCINSTA Brenners mit verwendeten Randbedingungen.	157
6.2.9	Diskrete Darstellung der effektiven Quellvarianz aus CFD-RANS Größen und Angabe der daraus resultierenden Quellfeldausdehnungen, abgebildet auf dem CFD Rechengebiet für den PRECCINSTA Testfall.	158
6.2.10	Sampling lokaler Quellfeldstatistiken zur Analyse der Ein- und Zweipunktstatistik-Reproduktionsfähigkeit von FRPM-CN im Anwendungsfall.	159
6.2.11	CCA Rechengebiet mit Verteilung des akustischen Drucks in der Brennkammer, Mittelschnitt der CFD Temperaturlösung und Isokonturen akustischer Quellen für den PRECCINSTA Testfall.	160
6.2.12	Quellfeldgrößen und beispielhafte Isokonturen der instantanen Quellverteilung für den PRECCINSTA Testfall.	161
6.2.13	Spektrale Leistungsdichte des Drucksignals in der PRECCINSTA Brennkammer. Vergleich experimenteller Daten [252] und FPRM-CN Parameterstudien nach Tabelle 6.1.	162

6.2.14	Analyse der 3D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit lokaler Einpunktstatistiken (Varianzen) für den PRECCINSTA-Testfall auf den Profilhöhen $h = 6mm$, $10mm$, $20mm$, $40mm$. Dimensionslose Darstellung von Gl. (6.2.1). Schwarz: Vorgabe, grün: Reproduktion durch 3D FRPM-CN.	164
6.2.15	Analyse der 3D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit lokaler Zweipunktstatistiken (Korrelationen) entlang einer ausgewählten Stromlinie für den PRECCINSTA Testfall. Untersuchung zweier Referenzpunkte.	164
7.3.1	Mechanisches Feder-Masse-Dämpfer Analogon (links) und Helmholtz-Resonator (rechts) [220].	169
7.4.1	Eingeschlossene Strahlflammenkonfiguration mit Liner-Wänden (links) und Auslegungspunkte der maximalen Dämpfung (rechts).	172
7.4.2	Schematischer Aufbau des Helmholtz-Liner Arrays und Flächenverhältnis der Lochplatte [24].	172
7.4.3	Parametervariation geometrischer Einflussgrößen auf den frequenzabhängigen Absorptionskoeffizienten, Auslegungspunkt $f_2 = 1600Hz$	174
7.4.4	Geometrische Spezifikationen der Liner-Konfiguration des Dämpfungsexperiments.	175
7.4.5	Nach Gl. (7.4.1) experimentell realisierter Dämpfungsverlauf für den Auslegungspunkt $f_2 = 1600Hz$ [252].	175
7.4.6	Experimenteller Aufbau zur akustischen Dämpfung.	176
7.4.7	Druckspektren des Dämpfungsexperiments, Referenzmikrofon $y = 3.75$ (#11), Vergleich für die DLR-A und -B Flamme.	178
7.5.1	Druckspektren des Dämpfungsexperiments, Referenzmikrofon $y = 3.75$ (#11), Vergleich von Experiment und Simulation, $f_1 = 260Hz$	182
7.5.2	Druckspektren des Dämpfungsexperiments, Referenzmikrofon $y = 3.75$ (#11), Vergleich von Experiment und Simulation, $f_2 = 1600Hz$	183
7.5.3	Vergleich von Experiment und Simulation der Lochblech und Liner Konfigurationen.	184
7.5.4	Vergleich der RMS Druckverteilungen der 2D FRPM-CN EHR Rechnungen für die Vollzylinder, Lochblech und Liner Konfiguration.	185
8.0.1	Schema des hybriden Verfahrens FRPM-CN zur Verbrennungslärm-Vorhersage [51].	187
A.5.1	Skizze zur Fernfeldannahme bei Strahlärm [257].	195

Tabellenverzeichnis

1.1	Chronologische Übersicht experimenteller Arbeiten zu Verbrennungslärm [121]. EG: Erdgas, P: Vorgemischt, NP: Nicht vorgemischt.	38
4.1	Untersuchte Testfälle, Längen- und Zeitskalenvariationen nach Ewert et al. [79]. Getestet werden jeweils 2D und 3D Betriebsfälle.	74
5.1	Kopplungskonstanten für die turbulenten Längenskalen der Jetflammen Validierungsfälle.	100
5.2	Amplitudenskalierungsparameter c_q aus $\hat{R} = \widetilde{T''^2}/(c_q^2 \tau_T^2)$ nach Least-Square-Fit. .	101
5.3	Spezifikationen der Diskretisierungen zur Strahlflammenlärmsimulation.	109
6.1	Liste der untersuchten Konfigurationen im Rahmen der CCA Simulationen für den PRECCINSTA Testfall.	158
7.1	Untersuchte Konfigurationen im Dämpfungsexperiment.	176
7.2	Massenströme im Dämpfungsexperiment.	177
7.3	Parametrische Untersuchung der EHR-Modellparameter mit 2D FRPM-CN. Darstellung in dimensionsloser Form.	180
7.4	EHR Simulationsparameter mit der besten Übereinstimmung zu experimentellen Druckspektren für den jeweiligen Resonanzfall. Darstellung in dimensionsloser Form. Darstellung der Simulationsergebnisse und Vergleich mit Experiment in Abb. 7.5.3.	181

Nomenklatur

Abkürzungen

APE	Acoustic Perturbation Equations
BVM	Burning Velocity Model
BSL	Baseline
CAA	Computational Aero Acoustics
CCA	Computational Combustion Acoustics
CFD	Computational Fluid Dynamics
CPU	Central Processing Unit
CN	Combustion Noise
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direct Numerical Simulation
EDM	Eddy Dissipation Model
EHR	Extended Helmholtz Resonator
EPNdB	Effective Perceived Noise in dB
FRPM	Fast Random Particle Method
FFT	Fast Fourier Transformation
FRC	Finite Rate Chemistry
GFD	Gasfilmdüse
HR	Helmholtz Resonator
LDA	Laser Doppler Anemometry
LDDRK	Low Dissipation and Low Dispersion Runge Kutta Schema
LEE	Linearized Euler Equations
LES	Large Eddy Simulation
LIF	Laser-Induced Fluorescence
NASA	National Aeronautics and Space Administration
PIANO	Perturbation Investigation of Aerodynamic Noise
PIV	Particle Image Velocimetry

PPP	Punkte pro Periode
PPW	Punkte pro Wellenlänge
PSD	Power Spectral Density (Spektrale Leistungsdichte)
PVC	Precessing Vortex Core
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
RMS	Root Mean Square
RPM	Random Particle Method
RR	Reaktionsrate
RSM	Reynolds Stress Model
SAS	Scale Adaptive Simulation
SEL	Sound Exposure Level
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations
SNGR	Stochastic Noise Generation and Radiation
SMC	Second Moment Closure
SST	Shear Stress Transport
TFC	Turbulent Flame Speed Closure
THETA	Turbulent Heat Release Extension of the TAU code
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes

Dimensionslose Kennzahlen

Da	Damköhler-Zahl	—
He	Helmholtz-Zahl	—
Le_α	Lewis-Zahl, Komponente α	—
Ma	Mach-Zahl	—
Pr	Prandtl-Zahl	—
Pr_t	turbulente Prandtl-Zahl	—
Re	Reynolds-Zahl	—
Sc_t	turbulente Schmidt-Zahl	—
St	Strouhal-Zahl	—
Tu	Turbulenzgrad	—

Lateinische Symbole		
\hat{A}	Amplitude	—
A	Modellkonstante, Burning Velocity Model	—
A_r	Arrhenius-Vorfaktor	fallabhängig
a	Lochradius, Helmholtz-Resonator	m
a_1	Konstante des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
C	Konstante des $k\omega$ -SST SAS Modells	—
C_s	Smagorinsky Konstante	—
$CD_{k\omega}$	Cross-Diffusion Term, $k\omega$ -SST Turbulenzmodell	—
c	Fortschrittsvariable, Flamelet-Modell	—
\tilde{c}	wahrscheinlichkeitsverteilte Fortschrittsvariable, Flamelet-Modell	—
$c_{0,c}$	Schallgeschwindigkeit	m/s
c_{Tl}	Kopplungskonstante, längenskalenbezogen	—
$c_{T\tau}$	Kopplungskonstante, zeitskalenbezogen	—
c_q	Kopplungskonstante, amplitudenbezogen	—
c_{prod}	Produktionskonstante, CFD	—
c_{diss}	Dissipationskonstante, CFD	—
c_p	spezifische Wärmekapazität, konstanter Druck	J/kgK
c_v	spezifische Wärmekapazität, konstantes Volumen	J/kgK
\bar{c}_α	mittlere Konzentration der Spezies α	mol/m^3
c_μ	Konstante des $k\omega$ -SST SAS Modells	m^8
D	Diffusionskoeffizient	m^2/s
D	Dämpfungskonstante im Feder-Masse-Dämpfer System	kg/s
D_t	turbulenter Diffusionskoeffizient	m^2/s
d	flächenbezogene Dämpfungskonstante im Feder-Masse-Dämpfer	$kg/(m^2s)$
d	Lochabstand, Helmholtz-Resonator	m
$E_{a,r}$	Aktivierungsenergie für die Reaktion r	J/kg
e	Euler'sche Zahl	—
F_1, F_2	Blending Funktionen des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
\tilde{F}	gewichtete Fortschrittsvariable, Flamelet-Modell	—
f	Frequenz	Hz
f_0	Resonanzfrequenz	Hz

\tilde{f}	mittlerer Mischungsbruch	—
$\widetilde{f'^2}$	mittlere Varianz des Mischungsbruchs	—
Δf	Frequenzschmalband	Hz
G, \hat{G}	Green'sche Funktion	—
G	Streckungsfaktor, Burning Velocity Model	—
\mathcal{G}	räumlicher Filterkernel	—
h	spezifische Enthalpie	J/kg
$h_{f,\alpha}^0$	Standard-Bildungsenthalpie, Spezies α	J/kg
\mathbf{I}	Einheitsmatrix	—
i	imaginäre Einheit der komplexen Zahlen	—
\mathbf{J}^H	Wärmediffusion	$W/m^2 W/m^2 W/m^2$
K_m	Federkonstante im Feder-Masse-Dämpfer System	kg/s ²
k	turbulente kinetische Energie	m ² /s ²
k_m	flächenbezogene Federkonstante im Feder-Masse-Dämpfer System	kg/(m ² s ²)
$\overline{k}_{f,r}, \overline{k}_{b,r}$	mittlere Geschwindigkeitskoeffizienten von Vorwärts- (f) und Rückwärtsreaktion (b)	fallabhängig
L	Helmholtz-Resonator Tiefe	m
L_A	Schalldruckpegel, A-gewichtet	dB(A)
L_p	Schalldruckpegel, ungewichtet	dB
L_I	Schallintensität	dB
l	Halslänge bzw. Plattendicke, Helmholtz-Resonator	m
l_s	turbulente Längenskala, strömungsbezogen	m
l_T	turbulente Längenskala, temperaturbezogen	m
\tilde{l}_{vk}, l_{vk}	von-Karman Längenskala	m
Δl	Korrekturfaktor Schwungmasse Resonatorhals	m
M	mittlere molare Masse	kg/mol
M_m	Elementmasse im Feder-Masse-Dämpfer System	kg
M_α	molare Masse der Komponente α	kg/mol
m_f	flächenbezogene Reaktanz, EHR-Modell	N/m ³
m_m	flächenbezogene Elementmasse im Feder-Masse-Dämpfer System	kg/m ²
N_r	Anzahl Reaktionen	—
N_α	Anzahl Komponenten	—

n	Dimension	—
\tilde{P}_k	Produktionsterm im $k\omega$ -SST Turbulenzmodell	$kg/(m \cdot s^3)$
p	akustischer Druck	Pa
\hat{p}	Amplitude des harmonisierten akustischen Drucks	Pa
Q	Quellterm allgemein	—
$Q_{SST,SAS}$	Quellterm, $k\omega$ -SST SAS Modell	$kg/(m \cdot s^3)$
\dot{Q}	Wärmefreisetzungsrate (pro Volumen)	$W/(m^3s)$
q_p	Verbrennungslärm-Quellterm	Pa/s
\mathcal{R}	Kreuzkorrelationskoeffizient	—
\hat{R}	Varianz einer korrelierten Variable	hier: K^2/s^2
R	spezifische Gaskonstante	$J/(kgK)$
R_m	allgemeine Gaskonstante	$J/(molK)$
R_f	reellwertige Resistenz, EHR-Modell	Ns/m^3
R_Z	Reflexionskoeffizient	—
R_0	viskoser Widerstand, Resonatorhals	Ns/m^3
$2\Delta R$	viskoser Widerstand, Mündungskorrektur	Ns/m^3
\mathbf{r}	räumliche Separation	$m m m$
\mathbf{r}_i	Position des Partikels i , kartesische Koordinaten	$m m m$
\hat{S}	Leistungsdichtespektrum, akustischer Druck	dB/Hz
S	Helmholtz-Resonator Panelfläche	m^2
S_α	chemischer Quellterm	$kg/(m^3s)$
S_{ij}	Streckungsraten-Tensor	$1/s$
S_0	Helmholtz-Resonator Lochquerschnitt	m^2
s_L	laminare Flammengeschwindigkeit	m/s
s_T	turbulente Flammengeschwindigkeit	m/s
T	Temperatur	K
T_0	Temperatur bei atmosphärischen Referenzbedingungen	K
T_l	Zeitverzug im EHR Modell	s
T''^2	Temperatur-Varianz	K^2
t	Zeit	s
\mathcal{U}	Feld weißen Rauschens (<i>White-Noise</i>)	—
\mathbf{u}	Geschwindigkeitsvektor	$m/s m/s m/s$
\mathbf{u}^a	Geschwindigkeitsfluktuationen, akustischer Anteil	$m/s m/s m/s$

\mathbf{u}^v	Geschwindigkeitsfluktuationen, Wirbelanteile	$m/s m/s m/s$
\mathbf{u}_0^c	mittleres CFD-RANS Geschwindigkeitsfeld	$m/s m/s m/s$
\mathbf{u}_i	Geschwindigkeit des Partikels i	$m/s m/s m/s$
u'	integrale Geschwindigkeitsfluktuationen, Burning Velocity Model	m/s
\hat{u}_n	Normalkomponente der harmonisierten Schallschnelle	m/s
u'_n	Normalkomponente der Schallschnelle im Zeitbereich	m/s
V	Zellvolumen, Finite-Volumen-Verfahren	m^3
V	Helmholtz-Resonator Volumen	m^3
V_α^D	Diffusionsgeschwindigkeit, Komponente α	$m/s m/s m/s$
V_S^n	Quellgebiet, Dimension n	m^2, m^3
\mathcal{V}	Feld weißen Rauschens (<i>White-Noise</i>)	—
X	Realteil komplexwertiger Impedanz	Ns/m^3
\mathbf{x}	CFD: Kartesische Referenz-Koordinaten	$m m m$
\mathbf{x}	CAA: Quellfeld-Koordinaten	$m m m$
\mathbf{x}_1	CAA: Fernfeld-Beobachter-Koordinaten	$m m m$
\mathbf{x}'	CAA: Koordinaten	$m m m$
\mathbf{x}''	CAA: Koordinaten	$m m m$
Y_α	Massenbruch der Komponente α	—
Y	Imaginärteil komplexwertiger Impedanz	Ns/m^3
y	Wandabstand im $k\omega$ -SST Turbulenzmodell	m
Z	Mischungsbruch	—
Z	akustische Impedanz	Ns/m^3
Z_0	Schallkennimpedanz	Ns/m^3
Z_{EHR}	Impedanzverlauf des EHR Modells	Ns/m^3
Z_{HR}	Impedanzverlauf eines Helmholtz-Resonators	Ns/m^3
Z_{Liner}	Impedanzverlauf Resonatorauslegung	Ns/m^3
Z_{st}	stöchiometrischer Mischungsbruch	—
z	akustische Impedanz im Zeitbereich	Ns/m^3

Griechische Symbole		
α	Spezies-Index	—
α	Konstante des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
α_1	Konstante des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
α_2	Konstante des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
α_Z	Absorptionskoeffizient	—
β	Konstante des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
β	Reaktanzparameter, EHR-Modell	Ns/m^3
β_1	Konstante des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
β_2	Konstante des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
β^*	Konstante des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
β_k	Konstante des $k\omega$ -SST SAS Modells	—
β_r	Temperaturexponent	—
$\beta_{\omega 2}$	Konstante des $k\omega$ -SST SAS Modells	—
γ	Isentropenexponent	—
γ_2	Konstante des $k\omega$ -SST SAS Modells	—
δ	Dirac-Funktion	—
ϵ	turbulente Dissipationsrate	m^2/s^3
ϵ	Fluiddämpfung in der Kavität, EHR-Modell	—
ζ_2	Konstante des $k\omega$ -SST SAS Modells	—
θ	Winkel zw. Hauptströmungsrichtung u. Quelle-Beobachter Vektor	deg
$\tilde{\kappa}$	Konstante des $k\omega$ -SST SAS Modells	—
λ	Wärmeleitfähigkeit	$W/(mK)$
λ_t	turbulente Wärmeleitfähigkeit	$W/(mK)$
λ_u	Wärmeleitfähigkeit der unverbrannten Mischung	$W/(mK)$
λ_η	Zähigkeitswellenlänge	m
μ	Zeitskalenverhältnis stochastischer Prozesse	—
μ	Dynamische Viskosität	$kg/(ms)$
μ_t	turbulente dynamische Viskosität	$kg/(ms)$
ν	kinematische Viskosität	m^2/s
ν_t	turbulente kinematische Viskosität	m^2/s
$\nu'_{\alpha,r}, \nu''_{\alpha,r}$	Stöchiometrie-Koeffizienten, Edukt- (') und Produktseite (")	—

ξ	Raum-Zeit Feld weißen Rauschens	—
ρ	Dichte	kg/m^3
ρ^e	Dichteschwankung, Entropieanteil	kg/m^3
ρ^a	Dichteschwankung, Akustikanteil	kg/m^3
ρ_u	Dichte des unverbrannten Gemisches	kg/m^3
σ	Standardabweichung	—
σ	Konstante des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
σ	Helmholtz-Resonator Porosität	—
σ_f	Konstante des Flamelet-Modells	—
σ_F	Konstante des Burning Velocity Modells	—
$\sigma_{f''2}$	Konstante des Flamelet-Modells	—
σ_{k1}	Konstante des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
σ_{k2}	Konstante des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
σ_ψ	Konstante des $k\omega$ -SST SAS Modells	—
$\sigma_{\omega1}$	Konstante des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
$\sigma_{\omega2}$	Konstante des $k\omega$ -SST Turbulenzmodells	—
τ_s	Zeitskala, strömungsbezogen	s
τ_T	Zeitskala, temperaturbezogen	s
τ_1	Zeitskala des äußeren stochastischen Prozesses	s
τ_2	Zeitskala des inneren stochastischen Prozesses	s
τ	zeitliche Separation, Zeitverzug	s
τ_τ	Schubspannungstensor	Pa
Φ	Quellterm	$1/s$
Φ	akustisches Potenzial	m^2/s
π	Kreiszahl	—
χ	skalare Dissipationsrate	$1/s$
ω	Kreis-/ Wirbelfrequenz	Hz
ω_0	Helmholtz-Resonator Resonanzkreisfrequenz	$1/s$
$\overline{\omega_c}$	mittlerer chemischer Quellterm	$kg/(m^3s)$

Sonstige Notationen

$\exp(\dots)$	Exponent einer Zahl
$\max(1,2)$	Maximum aus 1 und 2
$\min(1,2)$	Minimum aus 1 und 2
$\widetilde{(\dots)}$	Favré-Mittelung
$\langle \dots \rangle$	Ensemble-Mittelung
$\overline{(\dots)}$	Reynolds-Mittelung
$(\dots)^{\dot{}}$	zeitliche Änderung
$(\dots)''$	Schwankungsgrößen
$ \dots $	Betrag
$(\dots)^{\hat{}}$	Amplitude bei verschwindender Separation
$(\dots)^{\wedge}$	harmonisierte Größen
$(\dots)^*$	konjugiert komplexe (Green'sche-) Funktion
∇	Gradient
$\nabla \cdot$	Divergenz
Δ	räumlicher u. zeitlicher Unterschied
∞	unendlich, CAA: Fernfeld-Index
\mathcal{L}	Wellenoperator

Kurzfassung

Breitbandlärm spielt heutzutage in vielen technischen Anwendungen eine große Rolle. Dessen akkurate numerische Simulation im Bereich der turbulenten Verbrennung ist das Ziel der vorliegenden Arbeit. Lärm kann mithilfe direkter, kompressibler Methoden und Modelle bereits vorhergesagt werden. Allerdings sind solche Verfahren sehr rechenzeitintensiv und nach wie vor wenig validiert. Daher wird hier ein hybrides, stochastisches Verfahren zur Bestimmung turbulenten Verbrennungslärms [181] weiterentwickelt und validiert, um diesen Lärm in komplexen und technisch relevanten Problemstellungen effizient und zuverlässig vorhersagen zu können. Hybride Methoden haben im Vergleich zu direkten Ansätzen den Vorteil, dass optimierte Verfahren für die jeweiligen Modellierungsschritte eingesetzt werden können und gleichzeitig sehr viel Rechenzeit eingespart werden kann. FRPM-CN (Fast Random Particle Method for Combustion Noise Prediction) [105, 104, 106, 108] beruht auf reaktiven CFD Simulationen. Strömungs- und Turbulenzstatistiken dienen der stochastischen Schallquellenrekonstruktion [73, 76] im DLR Forschungscode PIANO (Perturbation Investigation of Aerodynamic Noise) [49]. Verbrennungslärmquellen werden als Monopolquellen [23, 242, 254, 59] betrachtet und beruhen auf der lokalen Temperaturvarianz [184].

Das neue Verfahren FRPM-CN wird zunächst umfassend anhand eines generischen Testfalls [79] verifiziert. Es wird gezeigt, dass analytisch vorbestimmte Druckspektren sowohl in spektraler Verteilung als auch in absoluten Schalldruckpegeln von 2D und 3D FRPM-CN akkurat reproduziert werden. Gleichzeitig gibt die Methode auf einem Quellfeld vordefinierte Längen- und Zeitskalen genau wieder. Die Modellierung turbulenten Zerfalls auf Grundlage integraler Zeitskalen mit einem Langevin-Ansatz erster [76] und zweiter [236] Ordnung wird anhand unterschiedlicher, für Verbrennungslärm typischer Werte, ausführlich verifiziert.

Die anschließende Modellvalidierung erfolgt mit offenen und eingehausten Strahlflammen. Experimentell ermittelte Druckspektren [240, 10, 249] dienen als Referenz. Im Zuge der Validierungsstudien wird die Erweiterung auf volle räumliche und zeitliche Auflösung sowie die Vorhersagequalität absoluter Schalldruckpegel getestet. Ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes, semi-analytisches Modell zur Bestimmung der Strahlflammenspektren dient als Kontrollinstanz und Analysetool. Die numerischen Studien zeigen, dass 2D FRPM-CN die spektralen Charakteristiken von Verbrennungslärm bei sehr geringen Rechenkosten vorausberechnen kann. 3D FRPM-CN mit der Modellierung physikalischer Schallausbreitung und dreidimensionaler Schallquellen sagt absolute Schalldruckpegel der Strahlflammenkonfigurationen für unterschiedliche Richtcharakteristiken des turbulenten Lärms voraus. Hierfür ist praktisch keine künstliche Amplitudenskalierung notwendig. Begleitend dazu werden experimentelle Druckspektren durch das

semi-analytische Modell, basierend auf CFD Daten auf einem vordefinierten Quellfeld, aussagekräftig beschrieben. 2D und 3D FRPM-CN werden für die DLR-A Strahlflamme kalibriert und es wird gezeigt, dass mit dieser Konfiguration auch die DLR-B Flamme (Variation der Brennstoffdüsen-Austrittsgeschwindigkeit) und die H3-Flamme (Variation der Brennstoffzusammensetzung) simuliert werden können.

Als Zwischenschritt zur Brennkammeranwendung werden eingehauste Strahlflammen in der DLR-A und DLR-B Konfiguration simuliert. 3D FRPM-CN sagt über einen breiten Frequenzbereich nicht nur absolute Schalldruckpegel aus dem Experiment [249] vorher, sondern auch Resonanzen des Schalls im Hüllrohr.

Die Validierung der Methode für komplexe Fragestellungen erfolgt durch die Simulation zweier drallstabilisierter Brenner im Labormaßstab unter atmosphärischen Bedingungen. Der Doppeldrallbrenner [167, 268] sowie der PRECCINSTA Brenner [168, 50] werden mithilfe einer Variation unterschiedlicher Modell- und Simulationsparameter untersucht. In beiden Fällen werden absolute Schalldruckpegel mit 3D FRPM-CN allein auf Grundlage integraler Turbulenzstatistiken und einer Verteilung der Temperaturvarianz in einem definierten Quellgebiet genau wiedergegeben. In Fällen, in denen thermoakustische Phänomene auftreten, liefert 3D FRPM-CN den Anteil des turbulenten Verbrennungslärms am Gesamtlärmpegel. Der Vergleich mit direkten, kompressiblen Simulationsmethoden [217, 154] zeigt, dass 3D FRPM-CN ein rechenzeiteffizientes Verfahren zur Bestimmung direkten Verbrennungslärms ist.

Abschließend wird akustische Dämpfung in Experiment und Simulation, aufbauend auf den eingehausten Strahlflammen, untersucht. Der hierfür benötigte Versuchsstand wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausgelegt und Experimente mit Dämpfungselementen werden für die DLR-A und DLR-B Betriebsbedingungen durchgeführt [250]. Zur simulativen Abbildung der Dämpfungsmechanismen wird ein Helmholtz-Resonator basiertes Modell [223, 220, 12] verwendet. Mithilfe dieses Helmholtz-Resonator Modells werden physikalische Dämpfungsmechanismen direkt abgebildet. Dabei erfolgt die Einstellung der Simulationsparameter mit den geometrischen Auslegungsdaten der Dämpfungspaneile aus dem Experiment. Durch Parameterstudien werden Wirkmechanismen des Helmholtz-Resonator Modells diskutiert. Der abschließende Vergleich zwischen experimentell ermittelten Druckspektren und Simulationsdaten zeigt, dass Dämpfungsvorgänge des Versuchsstands durch das numerische Verfahren realistisch abgebildet werden können.

Abstract

Broadband noise nowadays plays an important role for many technical applications. Its accurate simulation in the field of turbulent combustion is the main scope of the present work. Noise in a turbulent, reacting flow system can already be predicted with direct, compressible simulation techniques and models. However, those approaches are computationally expensive and still not sufficiently validated. Therefore, a hybrid, stochastic approach for the determination of turbulent combustion noise [181] is herein further developed and validated, in order to be able to reliably and efficiently predict combustion noise in complex, technically relevant problems. Compared to direct approaches, hybrid methods provide the potential to account with specifically optimized techniques for each subproblem and to significantly save computational time. FRPM-CN, the Fast Random Particle Method for Combustion Noise Prediction [105, 104, 106, 108], relies on reactive CFD simulations. Flow field and turbulence statistics serve as input for stochastic sound source reconstruction [73, 76] in the DLR inhouse research code PIANO (Perturbation Investigation of Aerodynamic Noise) [49]. Combustion noise sources are treated as monopole radiators [23, 242, 254, 59] and are based on the local temperature variance [184]. First, the new ansatz FRPM-CN is extensively verified with a generic testcase [79]. It is shown that analytically predicted sound pressure spectra are accurately reproduced in view of spectral distribution of sound and absolute sound pressure levels over a large range of frequencies in 2D and 3D. In the same turn, the method reproduces prescribed integral length- and timescales on a predefined source region with high quality. The treatment of turbulence induced decay of sources on basis of integral timescales is modeled with a Langevin ansatz of first [76] and second [236] order. This particular modeling aspect is verified for combustion regimes typical scales.

Subsequently, 2D and 3D FRPM-CN are validated with open and encased jetflames. Experimental pressure spectra [240, 10, 249] therefore serve as a reference. With in the validation studies, the model extension to full spatial and temporal resolution and the prediction quality of absolute combustion noise sound pressure levels is tested. In the same turn, a semi-analytical ansatz is developed, determining the spectral shape of jetflame noise and serves as a control and analysis tool for the numerical simulation. Numerical studies show that 2D FRPM-CN is capable of predicting the spectral characteristics of combustion noise accurately at very low computational cost. 3D FPRM-CN however delivers absolute sound pressure levels for the treated jetflame configurations for different sound directivities of turbulent combustion noise. It is demonstrated that almost no artificial amplitude scaling is necessary with the employment of 3D FRPM-CN. Attendantly, experimental sound pressure spectra are well described by the

semi-analytical approach, based on CFD data on a predefined source region. 2D and 3D FRPM-CN are calibrated for the DLR-A flame and it is shown that also DLR-B (variation of fuel exit nozzle velocity) and H3 flame (Variation of fuel composition) can be successfully simulated with the same configuration.

As an intermediate step to a complex combustion chamber problem, encased jet flames in DLR-A and DLR-B mode are investigated. 3D FRPM-CN not only predicts absolute sound pressure levels over a wide frequency range from experiments [249], but also resonance phenomena, due to the encasement.

The validation of 3D FRPM-CN for complex problems is carried out on two swirl-stabilized burners in a laboratory scale under atmospheric conditions. The dual-swirl burner [167, 268] as well as the PRECCINSTA burner [168, 50] are investigated in view of a variation of several modeling and simulation parameters. In both cases, 3D FRPM-CN reliably predicts absolute sound pressure levels, solely on basis of integral turbulence statistics and a distribution of temperature variance in the combustion chamber. In cases with thermoacoustic phenomena, the method delivers the fraction of turbulent combustion noise. The comparison with direct, compressible simulation tools [217, 154] shows that 3D FRPM-CN is a highly efficient tool for the determination of turbulent combustion noise.

Consecutively, acoustic damping effects are investigated in experiment and simulation, for the previously treated encased jetflame configurations. Accordingly, an experimental test stand is designed and operated. Experiments with damping elements are carried out for the DLR-A and DLR-B jetflame configurations [250]. On the numerical simulation side, a Helmholtz resonator based model [223, 220, 12] is employed. With this Helmholtz resonator model, physical damping mechanisms are directly incorporated. The determination of simulation parameters relies on geometrical specifications of liner elements from the experimental design. Damping mechanisms and the functioning of the model are discussed via parametric studies. The comparison between experimentally and numerically evaluated sound pressure spectra shows that damping mechanisms of the experiment are realistically depicted with the numerical approach.

1 Einleitung

In der zivilen Luftfahrt stellen Lärmemissionen auf Passagiere, flughafennahe Wohngebiete und die unmittelbare Umwelt eine große technische und wirtschaftliche Herausforderung dar. Zum jetzigen Zeitpunkt werden bereits Beträge im Millionenbereich in passive und aktive Lärmschutzmaßnahmen investiert.

Als passive Maßnahmen [92] werden beispielsweise flughafennahe Immobilien aufwändig lärm-saniert oder moderne Klimatisierungs- und Lüftungstechniken [86, 92] eingebaut. Weiterhin werden lärmbedingte Umzugskosten durch Abwanderung aus flughafennahen Wohngebieten subventioniert. Manche flughafenspezifische Lärmschutzprogramme beinhalten sogar den An-kauf von Immobilien [89] speziell in An- und Abflugschneisen durch die Flughafenbetreiber-ge-sellschaften. Unter anderem werden Start- und Landeentgelte eingefordert, je nach Lärmpegel bei Start und Landung und darüber festgelegter Lärmklassen [87, 85].

Auf Seiten der aktiven Lärmreduktion werden derzeit unterschiedliche An- und Abflugverfahren getestet. Am Frankfurter Flughafen beispielsweise [91] testet man eine Anhebung des Anflug-winkels, Anhebung der Eindrehhöhe, veränderte Ankunftsrouen oder verschiedene Sink- und Steigflugverfahren. Selbst die Lärmreduktion am Boden wird akribisch verfolgt [90], etwa durch die Nutzung von Abschirmwänden bei Triebwerksprobeläufen oder durch den Einsatz von elek-trisch angetriebenen Flugzeugschleppern für die Taxi-Bereiche.

Gegenstand aktueller Forschung ist dagegen das offensichtlich größte Lärmeinspar-Potential: Das Flugzeug selbst. Hier erhoffen sich die Flugzeug-Hersteller lärmreduzierende Maßnahmen für Triebwerke sowie Fahr- und Leitwerke, die allerdings momentan weitgehend Gegenstand der Forschung sind. Bei der Betrachtung der Entwicklung des Flugaufkommens in Abbildung 1.0.1 wird deutlich, welche Bedeutung bereits heute in der Lärmreduktion für die zivile Luftfahrt steckt.

Aus den hier gezeigten Daten bis 2014 geht hervor, dass sich die zivile Luftfahrt gerade gegenüber globalen Krisen stets resistent gezeigt hat. Im Zeitraum von 2001 bis 2014 wurde ein Zuwachs von ca. 80 % des Passagieraufkommens verzeichnet. Schätzungen gehen davon aus, dass sich dieses bis 2028 nochmals verdoppeln wird [140]. In ähnlichem Maße wird also die flugverkehrsbedingte Lärmbelastung zunehmen, nicht nur durch längere Flugbetriebszei-ten, sondern auch durch Ausbau und Neuerschließung von Flughäfen und Flugrouten. Um dies zu kompensieren, wird der Einsatz neuer Technologien zur Lärmreduktion unumgänglich sein. Dementsprechend ist die Notwendigkeit der Erforschung einzelner Lärmquellen und möglicher Lärm-minderungsmaßnahmen bereits heute sehr groß und wird in Zukunft noch mehr an Be-deutung gewinnen.

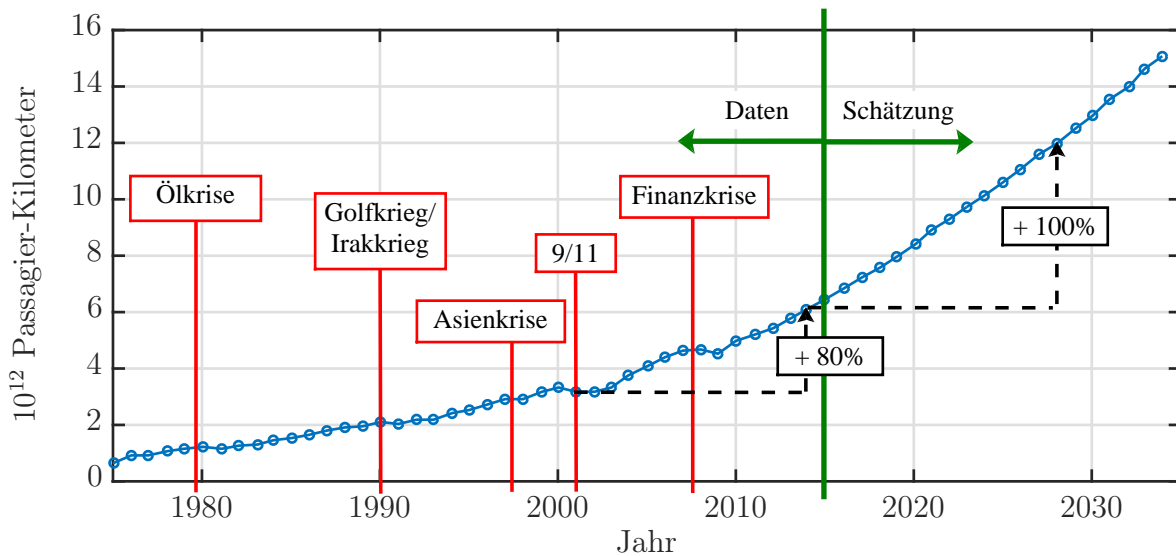
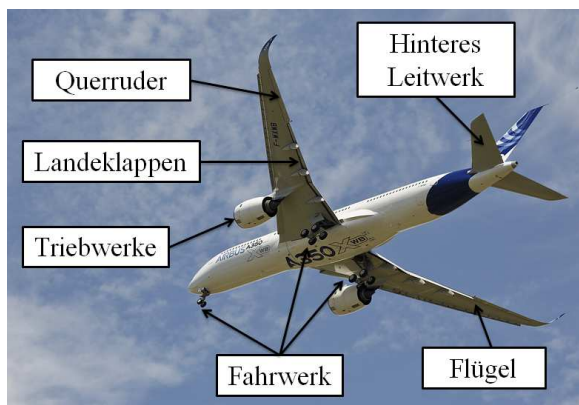
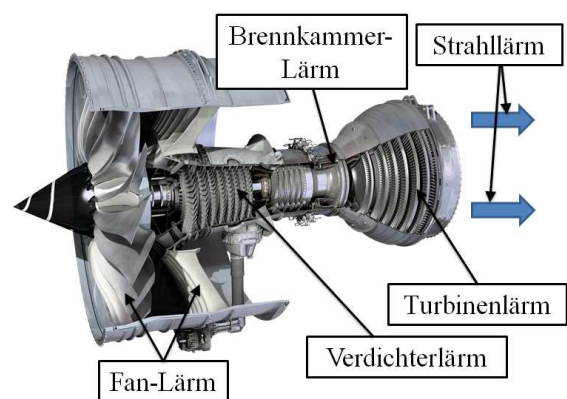


Abbildung 1.0.1: Verlauf des zivilen Luftfahrtaufkommens von 1975-2035 in Trillionen Passagier-Kilometern [140].

Die Lärmquellen eines Flugzeugs können grob in zwei Hauptklassen unterteilt werden [15], wie in Abbildung 1.0.2 dargestellt ist.



(a) Dominante Lärmquellen nach Komponenten eines Passagierflugzeugs im Landeanflug. Bildquelle [16].



(b) Lärmkomponenten in einem typischen Passagierflugzeug-Triebwerk. Bildquelle [17, 59].

Abbildung 1.0.2: Dominante Lärmquellen an Flugzeug und Triebwerk.

Demnach gibt es Lärmquellen, die dem Flugzeugrahmen oder dem Flugwerk zugeordnet werden. Diese Lärmkomponenten in Abbildung 1.0.2a sind das Fahrwerk, die Flügel mit allen Vorder- und Hinterkantenklappen, welche bei Anflugbedingungen [15] wichtig sind, sowie das hintere Leitwerk.

Besonders lohnenswert ist der genaue Blick auf die Lärmquellen im Triebwerk, wie in Abbildung 1.0.2b dargestellt, da das Triebwerksgeräusch den Hauptteil des Gesamtlärmpegels eines Flugzeugs ausmacht [224, 47, 143]. Die Hauptkomponenten haben jeweils Beiträge zu unterschiedlichen Frequenzbereichen, wie in Abbildung 1.1.2 gezeigt wird, wodurch sich insgesamt ein gleichmäßig frequenzverteilter Gesamtlärmpegel ergibt. Diese Komponenten sind im Einzelnen

[15]:

- **Der Fan**, der breitbandige und tonale Lärmkomponenten durch Rotor-Stator-Interaktion erzeugt. Dieser Lärm kann gezielt durch die Variation der Einlassgeometrie, die Anzahl der Rotorblätter oder beispielsweise das Druckverhältnis über das Fan-System beeinflusst werden. Fan-Lärm ist für alle Betriebsbedingungen des Flugzeugs wichtig und dessen heutiges Verständnis ist besonders für die Breitbandanteile niedrig.
- **Der Kompressor**, der sich in seinem Emissionsverhalten ähnlich zum Fan aus breitbandigen und tonalen Komponenten zusammensetzt und auch auf ähnliche Weise beeinflussbar ist. Der Kompressorlärm ist primär bei An- und Abflugbedingungen wichtig.
- **Die Brennkammer**, deren Verbrennungslärm sich aus direktem und indirektem Lärm zusammensetzt. Der direkte Lärm ist der instationären Fluktuation der Wärmefreisetzung in der turbulenten Verbrennung der Brennkammer zuzuordnen. Unter der Ausprägung von periodischen Phänomenen kann es zur Ausbildung thermoakustischer, sogenannter Limit-Cycle Prozesse kommen. Diese können die Brennkammer nachhaltig schädigen und zu einer erheblichen Erhöhung der Schadstoffbildung beitragen. Indirekter Lärm hingegen wird durch konvektive Prozesse von Heißgas-Spots ausgelöst. Insgesamt ist das detaillierte Verständnis von Verbrennungslärm heute noch lückenhaft. Verbrennungslärm ist besonders unter An- und Abflugbedingungen wichtig.
- **Die Turbine**, deren Lärmspektrum sich auch aus breitbandigen und tonalen Anteilen zusammensetzt. Es handelt sich wie bei Fan und Kompressor um ein Ventilatorensystem. Hier sind ähnliche Parameter zur Lärmbeeinflussung relevant und Turbinenlärm macht sich besonders unter An- und Abflugbedingungen bemerkbar.
- **Der Abgasstrahl** ist in allen Flugphasen, aber besonders unter Take-off Bedingungen von Bedeutung. Seine Lärmkomponenten stehen im Zusammenhang mit der turbulenten Mischung des Freistrahls mit der Umgebung und bestehen aus fein- und grobskaligen Anteilen. Der Strahlärm kann über die Austrittsdüsengeometrie, sowie die Mantelströmung des Triebwerks durch den äußeren Fan beeinflusst werden. In den letzten Jahren und Jahrzehnten wurden viele theoretische, numerische und experimentelle Studien zum Strahlärm durchgeführt, weswegen diese Komponente verhältnismäßig gut verstanden ist.

1.1 Zielsetzung der Arbeit

Triebwerkslärm nimmt einen Großteil der Lärmemission des Gesamtsystems Flugzeug ein [224, 47, 143]. Dementsprechend ist das Verständnis der Lärmentstehungsmechanismen der einzelnen Teilkomponenten und im zweiten Schritt deren Reduktionsstrategien ein zentrales Thema der aktuellen Forschung. Dies gilt besonders im Hinblick auf die stetig strenger werdenden Lärmemissionsvorschriften für Flugzeuge, wie in Abbildung 1.1.1 gezeigt wird.

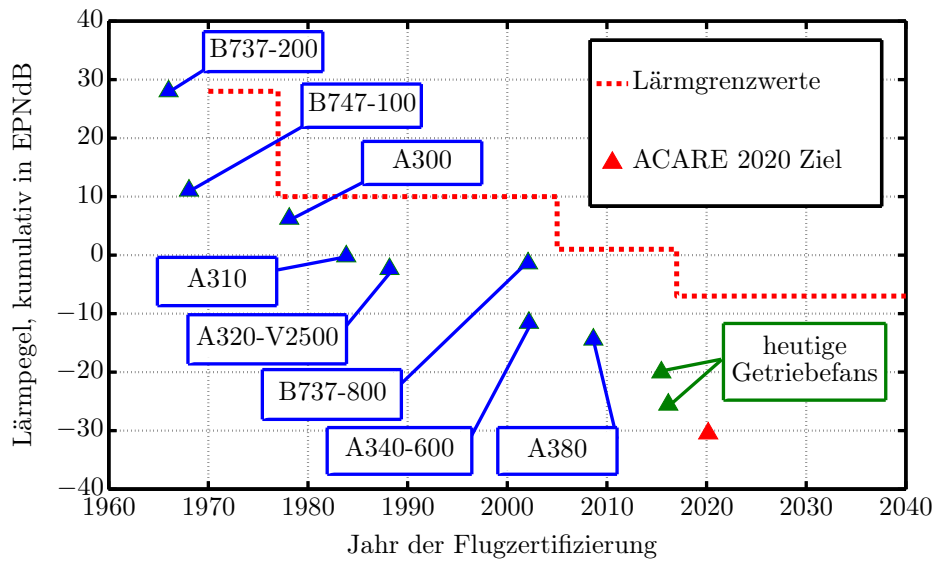


Abbildung 1.1.1: Effektiv wahrgenommener Lärmpegel in dB (*Effective Perceived Noise in dB* (EPNdB)) über dem Jahr der Flugzertifizierung für verschiedene Flugzeugtypen und ACARE 2020 Lärmziel [70, 84, 180].

Dargestellt sind effektiv wahrgenommene Lärmpegel für verschiedene Flugzeugtypen sowie die zum jeweiligen Zulassungszeitpunkt geltenden gesetzlichen Vorschriften. Die Daten beziehen sich auf ein Referenzniveau aus dem Jahr 2000. Forschungsergebnisse zur Lärmreduktion werden bereits erfolgreich mit der Zulassung neuer Flugzeugtypen umgesetzt und resultieren in einer kontinuierlichen Reduktion des Gesamtlärmpegels. Im Vergleich zum modernen A380 haben neuere Entwicklungen im Bereich Getriebefan nochmals deutlich geringere Lärmemissionen zur Folge. Bereits um die Jahrtausendwende wurde dieser Trend durch die Organisation ACARE (*Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe*) aufgegriffen und bestärkt durch die Formulierung von Lärmemissionszielen bis 2020 [2, 70]. Diese sollen eine Reduktion der Gesamtpegel um 50% im Vergleich zum Jahr 2000 erreichen. Dieser Wert ist in Abbildung 1.1.1 ebenfalls skizziert und bedeutet im Vergleich zu heutigen Standards immer noch eine beträchtliche Diskrepanz. Die ACARE Lärmemissionsziele werden speziell durch die Europäische Kommission gefordert. In der Folge wurden Forschungsprojekte initiiert [143], um die einzelnen Lärmkomponenten besser verstehen und gezielt reduzieren zu können. Die ACARE Lärmemissionsziele wurden im Jahr 2011 durch ein neues Dokument der Europäischen Kommission, das FlightPath 2050 [71] abgelöst, welches die Ziele zur Lärmreduktion bis 2050 um ambitionierte 65% relativ zum Jahr 2000 erweitern. Parallel werden ähnliche Ziele und Zeiträume von der NASA formuliert [37, 102]. Aus heutiger Sicht ergibt sich also ein besonders hohes Interesse an der Grundlagenforschung zur Lärmemission in Flugzeugtriebwerken, sowohl von regulatoriver, politischer und auch von industrieller Seite. Die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit beschäftigen sich mit der Erforschung des Verbrennungslärm-Phänomens als Teilkomponente im System Triebwerk. Welchen Anteil dabei Verbrennungslärm insgesamt hat, soll zunächst geklärt werden.

Durch die Einführung der Turbofan-Triebwerke konnten in der Vergangenheit durch größere

Mantelströme signifikante Reduktionen des Strahl­lärms erzielt werden. Strahl­lärm wurde positiv durch Effizienzsteigerung in der Luftfahrt beeinflusst, da geringere Strahlgeschwindigkeiten zu geringerer Lärmemission führen [149]. Damit wird gleichzeitig die Reichweite des Flugzeugs vergrößert und der Treibstoffverbrauch reduziert. Durch den Einsatz von Turbofan-Triebwerken entstand allerdings die zusätzliche Lärmkomponente Fan. Speziell in den letzten Jahren nahmen die Untersuchungen zu Fan-Lärm signifikant zu, wodurch die Komponente des Verbrennungslärms relativ zum Gesamtpegel immer mehr an Bedeutung gewann [59].

Der Lärm des Gesamtsystems Triebwerk ist frequenzabhängig von den unterschiedlichen Maschinenkomponenten dominiert. Dies ist für einen Betriebspunkt unter Anflugbedingungen beispielhaft in Abbildung 1.1.2 gezeigt.

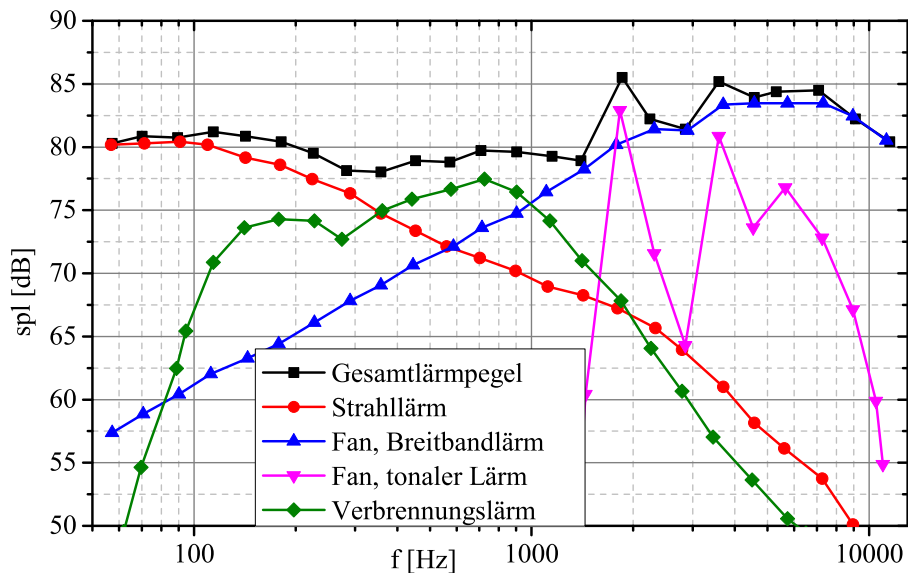


Abbildung 1.1.2: Frequenzau aufgelöste Anteile am Gesamt­lärm für ein Strahltriebwerk unter Anflugbedingungen [18, 59].

Der Gesamt­lärmpegel ist über einen sehr großen Frequenzbereich nahezu konstant, einzelne Peaks aus tonalen Beiträgen im höherfrequenten Bereich sind erkennbar. Strahl­lärm und Verbrennungslärm dominieren bei niedrigen Frequenzen.

Jüngst geht die Entwicklung hin zu Brennkammersystemen mit niedrigerer Schadstoffemission [64, 209, 152], also hauptsächlich hin zu vorgemischter oder auch gestufter Verbrennung. Von diesen neuen Brennkammertechnologien kann erwartet werden, dass die Bedeutung von Verbrennungslärm nochmals dramatisch zunimmt. Bei turbulenter vorgemischter Verbrennung herrschen deutlich größere Schwankungen in der Wärmefreisetzungszone als bei Diffusionsflammen, speziell bei Betriebspunkten nahe des Lean-Blowouts [64, 59]. Auch sind diese Technologien sehr anfällig für thermoakustische Instabilitäten, welche die Schadstoffemissionen wiederum dramatisch erhöhen und die Struktur der Brennkammer durch sehr hohe Druckamplituden schädigen können.

Folglich ist ein detailliertes Verständnis von Verbrennungslärm-Entstehungsmechanismen und die Entwicklung und Anwendung von Lärminderungsmaßnahmen ein weiterer Schritt auf dem Weg zur lärmemissionsarmen Luftfahrt. In der vorliegenden Arbeit wird daher ein Verfahren zur Verbrennungslärmvorhersage [184, 181] weiterentwickelt, und dessen Anwendbarkeit auf komplexe technisch relevante Problemstellungen unter größtmöglicher Effizienz getestet. Darauf aufbauend werden ausgewählte Dämpfungsmechanismen in Experiment und Simulation untersucht.

1.2 Verbrennungslärm - Phänomenologie und Stand der Technik

Phänomenologisch kann Verbrennungslärm in indirekten und direkten Lärm unterteilt werden [59, 181]. Diese Kategorisierung bezieht sich auf die unterschiedlichen Entstehungsmechanismen. Indirekter Verbrennungslärm entsteht in konvektiven Prozessen, wenn zum Beispiel Temperaturspitzen (sogenannte Entropiespots) oder großskalige Wirbel (Vorticityspots) über eine starke Querschnittsveränderung, wie beispielsweise dem Brennkammeraustritt oder in der ersten Turbinenstufe, beschleunigt werden. Der indirekte Lärm wird in der Literatur mit Dipol-Quellen assoziiert [112].

Die ersten, meist theoretischen Untersuchungen zu indirektem Verbrennungslärm, entstanden in den 1970er Jahren, etwa durch Morfey [178], Marble und Candel [165], Howe [111], Ffowcs Williams und Howe [276] und Lu [159], sowie von Cumpsty [43] und Cumpsty und Marble [44, 45]. Von experimenteller Seite gab es zunächst relativ wenige Untersuchungen zu indirektem Verbrennungslärm [181, 8, 254], beispielsweise von Muthukrishnan et al. [193] oder Guedel et al. [109]. In den 1970er Jahren wurde ein Teststand am California Institute of Technology gebaut, mit dem Entropiemoden künstlich erzeugt wurden [283, 20, 21]. In jüngster Vergangenheit wurde der Entropiewellengenerator (EWG) von Bake et al. [8] im Rahmen einer Forschergruppe der Deutschen Forschungsgemeinschaft konzipiert. Dieser wurde unter anderem von Mühlbauer et al. [189, 190] und Lourier et al. [156], Gikadi et al. [101] und Ullrich et al. [264] numerisch und theoretisch untersucht. Als Besonderheit haben hierbei Lourier et al. [156] akustische Impedanzrandbedingungen in ihrer CFD-Simulation eingesetzt, wodurch eine sehr genaue Berechnung des Druckverlaufs gelang. Zum EWG-Experiment [264] existieren weiterhin einige analytische Studien von Leyko et al. [142], Howe [112] oder Duran und Moreau [63]. Der Testfall wurde außerdem mit LES [142] und hybriden Ansätzen [101] untersucht.

Weitere Arbeiten zu indirektem Verbrennungslärm stammen beispielsweise von Kings et al. [131, 130] und Bake et al. [128, 129]. Experimentelle und numerische Studien zur Relevanz von indirektem Verbrennungslärm im Zusammenhang mit thermoakustischen Instabilitäten [8] existieren unter anderem von Keller et al. [125, 124], Dowling [56, 58], Eckstein [65], Zhu et al. [281], Polifke [210] und Sattelmayer [227].

Direkter Verbrennungslärm hingegen bezieht sich auf verbrennungsinduzierte starke Dichteschwankungen und damit volumetrische Expansionen in der Reaktionszone [23, 242, 261, 115,

32, 59] von Brennkammern. Dieser ist also direkt mit der instationären Wärmefreisetzungsrate assoziiert [254, 57, 32]. Direkter Lärm kann wiederum unterteilt werden in periodische und stochastische Anteile. Periodische Anteile verlangen das Vorhandensein thermoakustischer, periodischer Prozesse, welche auf eine komplexe Wechselwirkung zwischen akustischem Druck, Strömung und der Verbrennungsreaktion beruhen. Diese thermoakustischen Phänomene können sowohl aus indirektem, als auch direktem Lärm stammen [154, 66, 97, 147, 281]. Es existieren eine Vielzahl von Anregungsquellen, die sowohl vom jeweiligen Betriebszustand, als auch von den lokalen Betriebsbedingungen abhängen können. Die wichtigsten sind hierbei [32, 154, 147] die Fluktuation der Flammenfläche durch akustische Wellen [61, 82], die periodische Beeinflussung der Reaktionsrate durch kohärente turbulente Strukturen [27, 39, 208, 228, 247, 278], die Interaktion der Flamme mit Bewandungen [231], die Fluktuation des lokalen Äquivalenzverhältnisses [127, 146, 148, 168] oder die instationären Prozesse im Brennstoffspray [137, 127]. Thermoakustische Phänomene wurden in einer Vielzahl von experimentellen [9, 126, 147, 122, 3, 199, 233, 248, 234, 249, 198, 6], numerischen und analytischen Studien [41, 42, 28, 88, 114, 171, 202, 226, 206, 230, 201, 232, 194, 217, 154] untersucht und sind besonders seit der Einführung vorgemischter Verbrennung ein hochaktuelles Forschungsthema [7, 40, 147]. Vorgemischte Verbrennung bietet den Vorteil geringer Schadstoffemissionen [265, 124, 38], ist aber deutlich anfälliger gegenüber thermoakustischen Instabilitäten als konventionelle, nicht-vorgemischte Verbrennungssysteme [145, 147, 265].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird Breitband-Verbrennungslärm und dessen Simulation untersucht, der zur Anregung thermoakustischer Instabilitäten beitragen kann. Breitband-Lärm erzeugt je nach Anwendungsfall und Verbrennungsregime zwar unterschiedliche und charakteristische spektrale Druckverteilungen, ist aber durch rauschähnlichen Charakter ohne das Vorhandensein dominanter periodischer Anteile gekennzeichnet. Dennoch kann sich rein turbulenter Lärm bereits störend auf das Verbrennungssystem oder destruktiv auf die Brennkammerstruktur auswirken. Generell sind Simulationsverfahren potentiell dazu nutzbar, starke Lärmquellen zu lokalisieren und damit einen wichtigen Beitrag zu leisten, Brennkammern leiser zu machen. Bereits in den 1960er Jahren wurde durch Bragg [23] und Smith et al. [242] gezeigt, dass die Verbrennungslärmquellen monopolartigen Charakter haben. Weiterhin leitete Strahle [253] her, dass die der Wärmefreisetzungsrate und somit der Dichtefluktuation zugehörigen Lärmquellen im niedrigen Machzahl-Bereich über den reinen Strömungslärm dominieren. Dies wurde von Singh et al. [239, 240] experimentell belegt. In jüngster Vergangenheit wurden Schallentstehungsmechanismen für Verbrennungslärm experimentell für partiell vorgemischte Flammen untersucht und die Ergebnisse mit perfekt vorgemischten Flammen verglichen [60]. Hierbei haben sich die Modellierungsannahmen als weitestgehend universell herausgestellt. Somit scheint die Entwicklung von Modellen, die allgemeingültig auf verschiedene Verbrennungsregimes angewandt werden können, gerechtfertigt [121]. Eine übersichtliche Darstellung der experimentellen Untersuchungen zu Verbrennungslärm von Kohlenwasserstoff-Flammen ist bei Jörg [121] zu finden. Mitte der 1960er Jahre und in den 1970er Jahren wurden basierend auf der akustischen Analogie von Lighthill [149, 150] erste Wellengleichungen für reagierende Strömungen [133, 253] entwi-

ckelt. In den darauffolgenden Jahren berücksichtigte man dann detailliertere physikalische und chemische Effekte in den Verbrennungslärmmodellen [132, 262].

Das Phänomen Breitband-Verbrennungslärm aus der Interaktion chemischer Prozesse mit strömungsinduzierter Turbulenz kann grundsätzlich, wie in Abbildung 1.2.1 dargestellt, auf zwei Arten modelliert werden.

Tabelle 1.1: Chronologische Übersicht experimenteller Arbeiten zu Verbrennungslärm [121].
EG: Erdgas, P: Vorgemischt, NP: Nicht vorgemischt.

Autoren	Jahr	Brennstoff	Vormischung
Smith, Kilham [242]	1963	CH ₄ , C ₂ H ₄ , C ₃ H ₈	P
Kotake, Hatta [133]	1965	EG	P
Thomas, Williams [261]	1966		P
Hurle, Price [115]	1968	C ₂ H ₄	P
Giammar, Putnam [99]	1969	EG	NP
Giammar, Putnam [100]	1972	EG	P
Shivashankara, Strahle [235]	1973		P
Kumar [136]	1975	CH ₄	P,NP
Strahle, Shivashankara [255]	1976	JP4	NP
Strahle [254]	1978	C ₂ H ₄	P
Putnam, Faulkner [214]	1983	CH ₄	NP
Katsuki et al. [123]	1986	C ₃ H ₈	P
Kotake, Takamoto [134]	1987	C ₃ H ₈	P
Ohiwa et al. [200]	1993	C ₃ H ₈	NP
Elfeky et al. [69]	1996	CH ₄	P
Lieuwen, Rajaram [144]	2002	CH ₄	P
Singh et al. [240]	2004	CH ₄ /H ₂	NP
Winkler et al. [277]	2005	EG	P,NP
Wäsle et al. [267]	2005	EG	P
Rajaram et al. [216]	2005	EG	P
Rajaram, Lieuwen [215]	2009	EG	P
Singh et al. [241]	2013	EG	P,NP
Jörg [121]	2015	EG	P,NP

Der direkte Ansatz, also die Durchführung voll- oder teilskalenauflösender, voll-kompressibler und hochauflösender DNS oder LES-Rechnungen, haben sich als in der Umsetzung schwierig und extrem rechenzeitintensiv erwiesen. Alternativ hierzu bieten sich hybride Ansätze an, bei denen die Strömungsmechanik (CFD) und die Akustik (CAA) separat behandelt werden können. Solche Verfahrensketten haben im Vergleich zu direkten Simulationen zwei große Vorteile: Zum einen das Potenzial zu erheblicher Rechenzeit-Ersparnis und zum anderen die Möglichkeit, jedem Teilschritt der Simulation spezifisch optimierte Methoden zuzuordnen zu können [30], da

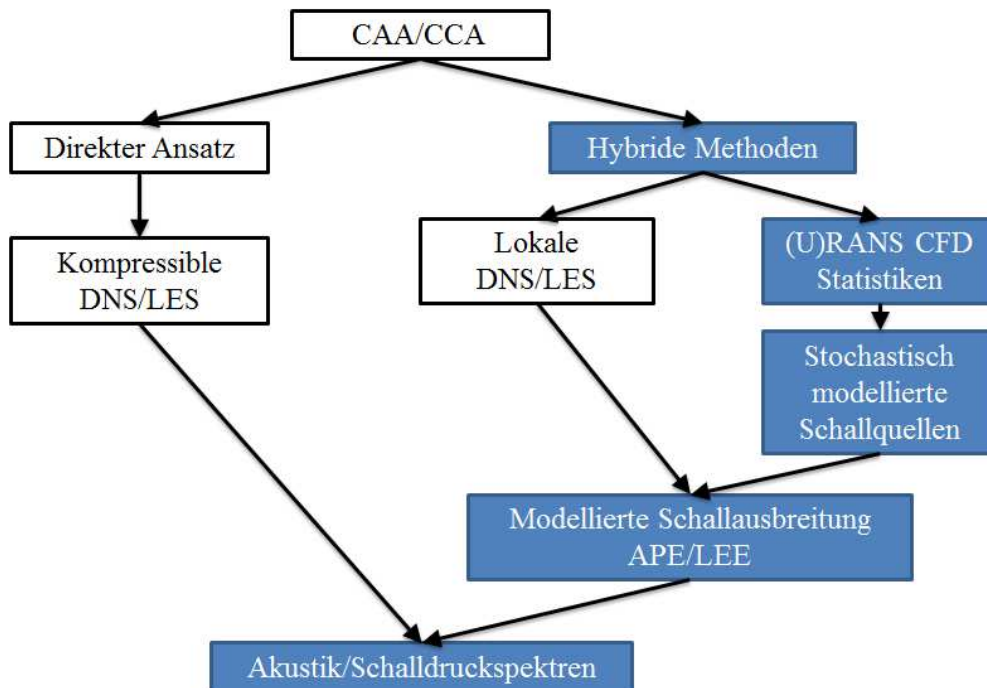


Abbildung 1.2.1: Kategorisierung direkter und hybrider Methoden in der numerischen Verbrennungsakustik.

akustische Schwankungen typischerweise in der Größenordnung des numerischen Fehlers der CFD liegen.

Ein weit verbreiteter Ansatz in hybriden Methoden ist, skalenauflösende Simulationen für einen räumlich konzentrierten Quellbereich durchzuführen und die Schallausbreitung analytisch oder numerisch zu modellieren [183]. Flemming et al. [83] beispielsweise machen sich hierfür die akustische Analogie von Lighthill zunutze. Bui et al. [29, 30] untersuchen verschiedene Beiträge zum akustischen Quellterm und identifizieren die instationäre Wärmefreisetzung als den dominanten Parameter. Deren Schallausbreitung wird über die Acoustic Perturbation Equations for Reacting Flows (APE-RF) realisiert. Zhang et al. [279] verwenden eine rearrangierte Lighthill-Wellengleichung mit einer wärmefreisetzungsbasierten Quelle, die aus LES Simulationen extrahiert wird. Bei Brick et al. [25, 26] oder Andersson et al. [4] wird der akustische Druck im Fernfeld über einen analytischen Kirchhoff Ansatz bestimmt. Ein detaillierter Überblick über solche Kirchhoff-Methoden wird von Lyrantzis [160] gegeben. Einen ähnlichen Ansatz stellt die Porous Ffowcs Williams-Hawkings Methode dar [161]. Silva et al. [238] führen sowohl direkte Simulationen als auch hybride Rechenläufe, basierend auf der Analogie von Phillips [205] vor und vergleichen die resultierenden Druckspektren für einen drallstabilisierten, vorgemischten und eingehausten Fall. Ein Vergleich hybrider und direkter Methoden für offene, vorgemischte und nicht-vorgemischte Flammen wird auch von Zhang et al. [280] durchgeführt, wobei wiederum ein Ansatz basierend auf Lighthills Analogie und ein spektrales Verfahren Verwendung finden.

Ein weiteres Beispiel für eine spektrale Methode stellen Hirsch et al. [110] vor. Dort wird ei-

ne spektrale, frequenzabhängige Verteilung der Wärmefreisetzung für turbulente vorgemischte Verbrennung über Modellspektren aus der Turbulenztheorie angenommen. Damit werden die Dynamiken des akustischen Quellterms beschrieben [121]. Deren Ansatz verwendet CFD RANS Simulationen als Input, die Akustiksimulationen werden im Frequenzbereich durchgeführt. Untersuchungen zu dieser Methode gibt es ausserdem von Weyermann et al. [270], wobei der Fokus auf einer Sensitivitätsstudie der Randbedingungen und der Behandlung von Bewandungen mit akustischen Netzwerkmodellen liegt. Das Modell wird von Jörg et al. [121] für die Anwendung auf nicht-vorgemischte Problemstellungen erweitert. In neuesten Studien führen Ullrich et al. [263] zusätzlich Flammentransferfunktionen ein, um thermoakustische Eigenfrequenzen in der Rechnung abbilden zu können. Eine Anwendung des Hirsch et al. [110, 266] Modells auf eine komplexe Brennkammer nach Anpassung des Wellenzahl-Spektrums der Wärmefreisetzung wird von Liu et al. [152] vorgestellt.

Statistische Methoden, wie sie hier genannt wurden, verwenden frequenz aufgelöste Information zur Modellierung der Quelltermdynamiken. Im Gegensatz dazu basieren stochastische Verfahren zur Verbrennungslärmvorhersage auf lokalen Zweipunkt-Korrelationen. Die Grundannahme stochastischer Modelle liegt also nicht in der spektralen Verteilung der Wärmefreisetzung, sondern in Korrelationen der Schallquellen. Ein solcher Ansatz wurde beispielsweise von Liu et al. [153] vorgestellt. Dort werden Zweipunkt Raum-Zeit- sowie Zweipunkt Zeit-Korrelationen der Wärmefreisetzung modelliert und es wird gezeigt, dass Gauss-Korrelationen sehr gut geeignet sind, um Verbrennungslärm-Quellkorrelationen abzubilden. Nichtsdestotrotz sind die physikalischen Korrelationen der Verbrennungslärmquellen immer noch unbekannt und demzufolge auch nicht verlässlich beschrieben. Liu et al. [151] nähern sich diesem Problem, indem Daten von DNS Simulationen von V-Flammen untersucht werden. Deren Studie bestätigt die Annahme der Verwendung von Gauss-Korrelationen für den Verbrennungslärm-Quellterm.

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit vorgestellte Methode beruht auf stochastischer Schallquellenrekonstruktion. Die Korrelationen des Verbrennungslärm-Quellterms beruhen auf einer einzigen Zweipunkt Raum-Zeit Korrelation, wobei zwei verschiedene Zeitskalen verwendet werden. Die zugrunde liegende Korrelationsfunktion ist sehr ähnlich zu einer FRPM-inhärenten Korrelation. In Arbeiten von Neifeld et al. [195] wird gezeigt, dass diese Funktion zur Beschreibung von kaltem Strahlärm sehr gut geeignet ist und zu der von Tam et al. [257] theoretisch abgeleiteten Quellkorrelation quasi identisch ist. Deren Korrelation wird für die Simulation von Verbrennungslärm von Grimm et al. [105, 104, 106] angepasst und für die Anwendung auf Strahlflammenlärm validiert.

Die Entwicklung des hier vorgestellten hybriden, stochastischen Verfahrens geht ursprünglich auf die RPM (Random Particle Mesh Method) von Ewert und Emunds [77] zurück. In den Folgejahren werden von Ewert Erweiterungen der Methode für die Anwendung auf Vorderflügelärm [72, 74], Hinterklappenkantenlärm und Strahlärm [73] präsentiert. Dessen Verfahren RPM realisiert Quellen mit Raum-Zeit Korrelationen, die auf lokalen Turbulenzstatistiken beruhen.

Das akustische Modell zum Ansatz für Verbrennungslärmvorhersage, das Grundlage der vor-

liegenden Arbeit ist, wird 2008 von Mühlbauer et al. [187] entwickelt. Es beinhaltet den Schallquellen-Rekonstruktionsalgorithmus RPM von Ewert [77, 72, 73, 74]. Die Quelltermformulierung orientiert sich formal am kalten Strahlärmmodell von Tam und Auriault [257]. Die Quelltermformulierung für Verbrennungslärm basiert auf einer Druck-Dichte Beziehung von Candel et al. [32] und für die Schallausbreitung werden die linearisierten Euler Gleichungen verwendet. Der Quellterm regt auf der rechten Seite der Energiegleichung, ausgedrückt in Druckfluktuation, an [184]. Er ist temperaturvarianzbasiert, die dafür nötige Feldlösung aus der CFD wird über eine zusätzliche Transportgleichung für die Temperaturvarianz ermittelt [98]. Im ersten Schritt [187] wird das Quellterm-Modell mit den acoustic perturbation equations (APEs) von Ewert and Schröder [80] gekoppelt. Später wird das komplette akustische Modell reformuliert, um theoretisch für alle Verbrennungsregimes anwendbar zu sein [183]. Dieses Verfahren, RPM-CN (Random Particle Mesh Method for Combustion Noise), beinhaltet dann die linearisierten Euler Gleichungen für die Schallausbreitung [186, 183, 184, 185, 181]. Mittlere Strömungsgrößen und Turbulenzstatistiken dieses kausalen Ansatzes werden aus stationären CFD RANS Simulationen bezogen, um im Vergleich zu direkten LES Verfahren deutlich an Rechenzeit einsparen zu können.

Hierauf aufbauend wird im Rahmen dieser Arbeit ein neues Quellrekonstruktionsverfahren, FRPM (Fast Random Particle Method) von Ewert et al. [76] verwendet. Dieses Verfahren ermöglicht die Anwendung auf deutlich komplexere Fragestellungen und eine weitere Effizienzsteigerung im Vergleich zu direkten Methoden. Der neue Ansatz, FRPM-CN (Fast Random Particle Method for Combustion Noise Prediction), der im Rahmen dieser Arbeit von Grimm et al. [105, 104] entwickelt wurde, wird zunächst auf die dritte räumliche Dimension verallgemeinert [106] und umfassend verifiziert und validiert. Anschließend erfolgt die Anwendung auf praxisnahe, komplexe und technisch relevante Fragestellungen [108, 107]. Schließlich werden Lärminderungstechnologien in Experiment und Simulation erforscht.

2 Theoretische Grundlagen

Im folgenden Abschnitt werden die Grundgleichungen zur Beschreibung eines Verbrennungssystems eingeführt. Diese können in detaillierter Form diverser Standardliteratur entnommen werden. Da Turbulenz- und Verbrennungsmodell wesentliche Eingangsgrößen für die Evaluierung des Verbrennungslärm-Quellterms liefern, werden diese ebenfalls vorgestellt.

2.1 Grundgleichungen Verbrennungssystem

Die kompressiblen Grundgleichungen zur Modellierung einer reagierenden Strömung - namentlich die Bilanz von Masse, Impuls, Energie in Enthalpieform und Transportgleichungen für Spezies-Massenanteile - lauten

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) + \nabla p = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_\tau, \quad (2.1.2)$$

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} h) - \frac{\partial p}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla p = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \boldsymbol{\tau}_\tau : \nabla \mathbf{u}, \quad (2.1.3)$$

$$\frac{\partial(\rho Y_\alpha)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} Y_\alpha) = \nabla \cdot (\mathbf{D} \nabla Y_\alpha) + S_\alpha, \quad (2.1.4)$$

für $\alpha = 1, 2, \dots, N_s - 1$ Spezies mit den Massenbrüchen Y_α und dem jeweiligen chemischen Quellterm S_α in Gl. (2.1.4). $\boldsymbol{\tau}_\tau$ und \mathbf{D} sind der Spannungs- und Diffusionstensor, λ steht für die thermische Leitfähigkeit. $\boldsymbol{\tau}_\tau : \nabla \mathbf{u}$ bildet die Volumenänderungsarbeit pro Zeit im Fall konstanten Volumens ab. Die Komponente $\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u})$ in Gl. (2.1.2) ist so definiert, dass sich nach Anwendung des Differential-Operators auf das dyadische Produkt $\rho \mathbf{u} \mathbf{u}$ ein Spaltenvektor ergibt. Selbiges gilt für den Spannungstensor in Gl. (2.1.2), $\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_\tau$.

Druck p und Dichte ρ stehen über die thermische Zustandsgleichung miteinander in Beziehung und die spezifische Gaskonstante R wird über die Massenbrüche der Spezies Y_α und deren molare Massen M_α ausgedrückt,

$$\rho = \frac{p_{ref} + p}{RT} \quad \text{und} \quad R = R_m \sum_{\alpha=1}^{N_s} \frac{Y_\alpha}{M_\alpha}. \quad (2.1.5)$$

Die Gleichungen (2.1.1) - (2.1.5) werden in inkompressibler Form betrachtet. Dies impliziert, dass die Dichte keine Funktion der Druckänderung im Strömungsfeld ist, die Vernachlässigung der Auswirkung hydrodynamischer Druckfluktuationen auf die Energie sowie kein Einfluss der

Dissipation auf die Energie [98, 219]. Die Enthalpie ist definiert als

$$h = \int_{T_0}^T c_p dT + \sum_{\alpha=1}^{N_s} \Delta h_{f,\alpha}^0 Y_\alpha, \quad (2.1.6)$$

mit der Wärmekapazität c_p und der Standard-Bildungsenthalpie bei Referenzbedingungen $\Delta h_{f,\alpha}^0$ für die jeweilige Spezies α .

2.2 Turbulenzmodellierung

Die Grundgleichungen eines turbulenten, reaktiven Strömungssystems beschreiben ein Multi-skalen-Problem. Ein dynamisches Phänomen, das hinsichtlich seiner Fluktuationen einen Bereich mehrerer Größenordnungen beinhaltet, ist Turbulenz. Um Turbulenzdynamiken vollständig oder auch nur für die jeweilige Anwendung ausreichend aufzulösen, ist aufgrund der immensen Skalendisparität ein extrem hoher Rechenaufwand nötig. Um diesen zu begrenzen werden die fluiddynamischen Grundgleichungen aus Abschnitt 2.1 gemittelt und Turbulenz wird anteilig oder vollständig (statistisch) modelliert.

Die Grundgleichungen zur Beschreibung turbulenter Strömungen werden mittels Reynolds-Zerlegung [34, 211] in die *Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)* Gleichungen überführt:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}) = 0, \quad (2.2.1)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}})}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\mathbf{u}}) + \nabla \bar{p} = \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}_\tau - \widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' \mathbf{u}''}), \quad (2.2.2)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{h})}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{h}) - \frac{\overline{Dp}}{Dt} = \nabla \cdot \left(\frac{\lambda}{c_p} \nabla \tilde{h} + \widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' h''} \right) + \overline{\boldsymbol{\tau}_\tau : \nabla \mathbf{u}}, \quad (2.2.3)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{Y}_\alpha)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{Y}_\alpha) = \nabla \cdot (\mathbf{D} \cdot \nabla \tilde{Y}_\alpha + \widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' Y_\alpha''}) + \bar{S}_\alpha, \quad (2.2.4)$$

Zusätzlich ist in Gl. (2.2.3) der Wärmefluss mithilfe des Fourier'schen Gesetzes umgeformt,

$$\lambda \nabla T = \frac{\lambda}{c_p} \nabla h. \quad (2.2.5)$$

In Gl. (2.2.1) bis (2.2.4) sind $\overline{(\dots)}$ Reynolds-gemittelte Größen, $\widetilde{(\dots)}$ Favre-gemittelte Größen und $(\dots)''$ deren Fluktuationsgrößen. Durch die Mittelung [209, 98] treten dabei ungeschlossene Terme auf [217, 154], für die Reynoldsspannungen $\widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' \mathbf{u}''}$, die Enthalpie- $\widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' h''}$ und Komponentenflüsse $\widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' Y_\alpha''}$, sowie den chemischen Quellterm \bar{S}_α .

Sowohl der Reynolds-Energiefluss $\widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' h''}$ als auch der Komponentenfluss $\widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' Y_\alpha''}$ kann mithilfe eines Gradienten-Diffusions-Ansatzes [98, 181, 217] modelliert werden,

$$\widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' h''} \approx -\frac{\mu_t}{Pr_t} \nabla \tilde{h} \quad \text{und} \quad \widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' Y_\alpha''} \approx -\frac{\mu_t}{Sc_t} \nabla \tilde{Y}_\alpha. \quad (2.2.6)$$

μ_t ist die turbulente Wirbelviskosität und $Pr_t = (\mu_t c_p)/\lambda_t$ die turbulente Prandtl-Zahl sowie $Sc_t = \mu_t/(\bar{\rho} D_t)$ die turbulente Schmidt-Zahl. D_t ist der turbulenzbedingte Diffusionskoeffizient und λ_t die turbulente Wärmeleitfähigkeit.

Das Schließungsproblem der Gln. (2.2.1) bis (2.2.4) entsteht durch die eben beschriebene Mittelung und den damit einhergehenden Informationsverlust [98]. Die ungeschlossenen Terme, im Besonderen die Reynoldsspannungen $\widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' \mathbf{u}''}$ werden daher über statistische Modelle erster und zweiter Ordnung erfasst, die in den folgenden Abschnitten beispielhaft an den in dieser Arbeit verwendeten Ansätzen zur Turbulenzbeschreibung erläutert werden.

2.2.1 Das k - ω SST Modell

Der Impulsaustausch in einer turbulenten Strömung findet neben mittlerem konvektivem Transport über turbulente Strukturen, die sogenannten Wirbel, statt. Deren Einfluss wird mit Hilfe der turbulenten Viskosität [217] modelliert. Das theoretische Konzept hierzu stammt von Bousinesq [22]. Die Reynoldsspannungen $\widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' \mathbf{u}''}$ werden demnach ausgedrückt als [209]

$$-\widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' \mathbf{u}''} = \mu_t \left(\nabla \tilde{\mathbf{u}} + (\nabla \tilde{\mathbf{u}})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \mathbf{I} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k. \quad (2.2.7)$$

\mathbf{I} ist die Einheitsmatrix und $k = \frac{1}{2} \widetilde{\bar{\rho} \mathbf{u}'' \mathbf{u}''}$ die turbulente kinetische Energie. In dem hier vorgestellten Zweigleichungs-Turbulenzmodell geht es also hauptsächlich um die Ermittlung der turbulenten Viskosität μ_t .

Die theoretische Beschreibung des von Menter [172] vorgeschlagenen k - ω SST (*Shear Stress Transport*) Modells sind an die Ausführungen von Reichling et al. [219] angelehnt. Im DLR-*inhouse code* THETA ist die Version von Menter aus 2003 [175] implementiert. Im Wesentlichen besteht das Modell aus einer Kombination des Standard k - ϵ Modells [119, 139] im Freifeld und dem k - ω Modell für die wandnahen Bereiche von Wilcox [273]. Detaillierte Beschreibungen des Modells können den Referenzen von Menter [172, 175] entnommen werden.

Die folgenden Transportgleichungen werden für k und ω gelöst:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} k) - \nabla \cdot [(\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k] = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega, \quad (2.2.8)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \omega) - \nabla \cdot [(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \omega] = \frac{\alpha}{\nu_t} \tilde{P}_k - \beta \rho \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega_2}}{\omega} (\nabla k \nabla \omega). \quad (2.2.9)$$

F_1 ist hierbei eine Blending-Funktion, die wie folgt definiert ist,

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho \sigma_{\omega_2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\}, \quad (2.2.10)$$

wobei ν die kinematische Viskosität ist und der *Cross-Diffusion* Term $CD_{k\omega}$ wie folgt ermittelt wird,

$$CD_{k\omega} = \max \left(2 \rho \sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} (\nabla k \nabla \omega), 10^{-10} \right). \quad (2.2.11)$$

Die Blending-Funktion aus Gl. (2.2.10) nimmt in wandfernen Bereichen sehr kleine Werte an und wird Eins in der Nähe der Grenzschicht, wobei y in Gl. (2.2.10) der Wandabstand ist. Die turbulente kinematische Viskosität ist definiert als

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, F_2 \sqrt{2 S_{ij} \cdot S_{ij}})}, \quad (2.2.12)$$

mit $\sqrt{2 S_{ij} \cdot S_{ij}}$, dem Invarianzmaß des Spannungstensors [219] und $S_{ij} = \frac{1}{2} [(\nabla \mathbf{u})_{ij} + (\nabla \mathbf{u})_{ji}]$. F_2 in Gl. (2.2.12) ist eine weitere Blending-Funktion, die sich bestimmt aus

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right\}. \quad (2.2.13)$$

Es fehlt die Beschreibung eines Anregungsterms auf der rechten Seite der Gln. (2.2.8) und (2.2.9),

$$\tilde{P}_k = \min(\mu_t \nabla \mathbf{u} \cdot [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T], 10 \cdot \beta^* \rho k \omega), \quad (2.2.14)$$

der als Limiter verstanden werden kann, um der Produktion von Turbulenz in Gebieten mit Stagnation vorzubeugen [219]. Die k - ω SST Modellkonstanten sind wie folgt

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 0.5, & \beta_1 &= 0.075, & \beta^* &= 0.09, & \sigma_{k_1} &= 0.85, & \sigma_{\omega_1} &= 0.5, \\ \alpha_2 &= 0.44, & \beta_2 &= 0.828, & \sigma_{k_2} &= 1, & \sigma_{\omega_2} &= 0.856, & a_1 &= 0.31. \end{aligned} \quad (2.2.15)$$

Für die Modellkonstanten ohne Subskript gilt

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \sigma \end{bmatrix} = F_1 \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \beta_1 \\ \sigma_1 \end{bmatrix} - (1 - F_1) \begin{bmatrix} \alpha_2 \\ \beta_2 \\ \sigma_2 \end{bmatrix}. \quad (2.2.16)$$

Wie bereits erwähnt, verbindet das k - ω SST Modell die k - ϵ und k - ω Ansätze über Blending-Funktionen, um sich deren jeweilige Stärken zunutze zu machen. In wandnahen Bereichen kommt das k - ω Modell zum Tragen, welches durch sehr hohe Werte von ω nahe der Wand gekennzeichnet ist und somit eine entsprechend feine Wandauflösung benötigt. Dies wird speziell für komplexe Anwendungsfälle mit Strömungsablösung relevant.

2.2.2 Reynolds-Spannungs-Modelle

Reynolds-Spannungs-Modelle (RSM) sind deutlich aufwändiger, als beispielsweise die statistischen Betrachtungsweisen eines k - ϵ , k - ω oder k - ω SST Ansatzes.

Das Schließungsproblem für die Reynoldsspannungen $\overline{\rho \mathbf{u}'' \mathbf{u}''}$ wird dadurch gelöst, dass Transportgleichungen für die verschiedenen Komponenten des Spannungstensors und zusätzlich eine Gleichung für die turbulente Dissipation ϵ oder die turbulente charakteristische Frequenz ω gelöst werden. Somit ergibt sich durch das Turbulenzmodell ein zusätzlicher Modellierungsaufwand von sieben Transportgleichungen. Die RSM-Ansätze basieren durch die direkte Model-

lierung der Spannungsanteile nicht mehr auf dem Prinzip der Wirbelviskosität und werden in diesem Kontext oft auch als *Second Moment Closure (SMC)* Modelle bezeichnet.

Die RS-Modelle können nach der Lösung von entweder ϵ oder ω unterschieden werden. Beispiele für Ansätze, die zusätzlich für die turbulente Dissipation ϵ lösen, sind das Launder-Reece-Rodi-Modell (LRR) [138] oder der Spezielle-Sarkar-Gatski-Ansatz (SGG) [246]. Ein Ansatz, der die turbulente Frequenz ω verwendet, ist das Modell von Wilcox [274], welches als ω -basiertes RSM bezeichnet wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wird unter anderem das ebenfalls ω -basierte RSM-BSL (*Baseline*) Modell verwendet. ω -basierte RSM Ansätze haben gegenüber den ϵ -basierten Verfahren den Vorteil, dass Wandbereiche bei entsprechender räumlicher Auflösung akkurater behandelt werden. *Baseline* bedeutet, dass zwar eine ω -Gleichung gelöst wird, aber ein Blending zwischen den Modellkonstanten der Differentialgleichung, stattfindet. Hierbei gibt es zwei Parametersätze, die entweder der wandnahen SMC- ω (*Second Moment Closure*) Formulierung, oder dem Freifeldbereich des SMC- ϵ Ansatzes zugeordnet sind. Die Blending-Funktion hat dabei dieselbe Form wie für den *cross-diffusion* Term der Standard- ω Gleichung im k - ω SST Modell und die Modellkonstanten werden in den Übergangsbereichen linear interpoliert [5].

2.3 SAS: Skalen-adaptive Simulation

Wie in Kapitel 1 erläutert wird, können Verbrennungslärm-relevante technische Fragestellungen auf zweierlei Arten numerisch behandelt werden:

Mithilfe hybrider Verfahren, wie die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte FRPM-CN Methode. Diese können zum einen rechenzeiteffizient und zum anderen mit sehr geeigneten Methoden für sowohl die Strömungs- und Verbrennungs-, als auch die Akustiksimulation sehr gute Ergebnisse erzielen. Zur Bestimmung des Strömungs- und Temperaturprofils werden meist stationäre RANS-Modelle auf Grundlage der gemittelten Bilanzgleichungen eingesetzt, welche die Turbulenz lediglich statistisch betrachten und damit keine turbulenzinduzierten Fluktuationen direkt auflösen. Eine Methode zur Auflösung großskaliger kohärenter Strukturen in Strömungsproblemen ist die sogenannte URANS (*Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes*) Simulation, bei der die Ensemble-gemittelten Bilanzgleichungen gelöst werden.

Der rechenaufwändigere, direkte Weg, also die Durchführung voll- oder teilskalenauflösender DNS (*Direct Numerical Simulation*) oder LES (*Large Eddy Simulation*) Rechnungen hat den Vorteil, dass instationäre Strömungsphänomene oder auch Wechselwirkungen zwischen Strömung, Reaktion und Akustik besser erfasst werden können. Der Auflösungsgrad turbulenter Strukturen aller genannter Verfahren ist in Abbildung 2.3.1 skizziert. In praxisnahen Anwendungen kommen oft hybride LES/RANS Verfahren zum Einsatz, die, wie in Abbildung 2.3.1 gezeigt, einen Kompromiss in der Auflösung turbulenter Skalen zwischen URANS und LES Ansätzen bedeuten. LES und DNS Rechnungen sind aus Sicht der verfügbaren Rechenkapazitäten zu heutigem Stand immer noch sehr aufwändig. Daher werden diese hauptsächlich in der Grundlagenforschung eingesetzt.

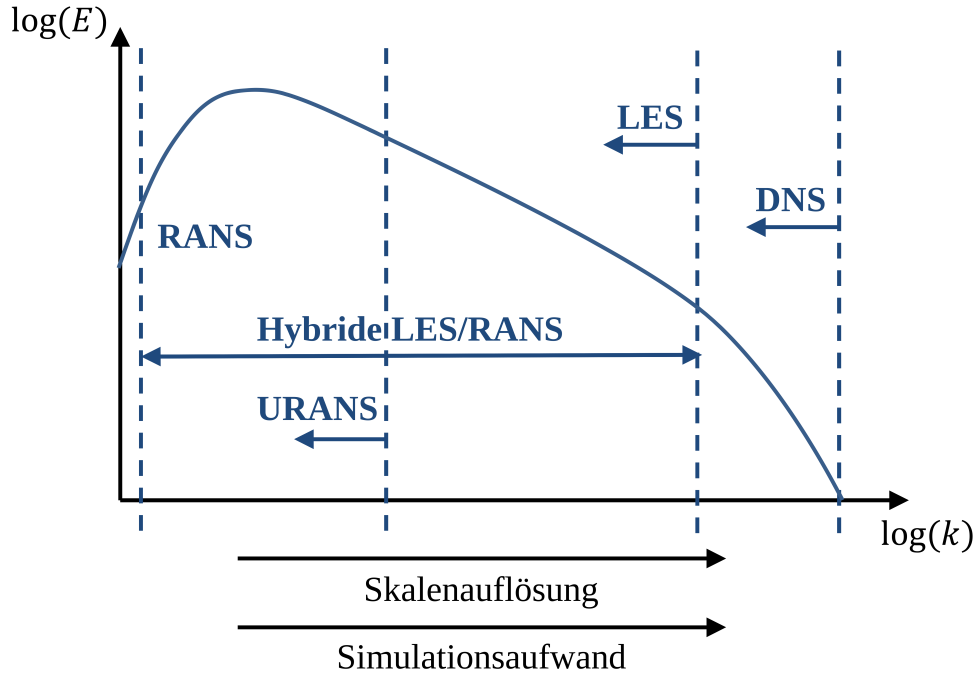


Abbildung 2.3.1: Idealisiertes Turbulenzspektrum isotroper Turbulenz: Turbulenzenergie über der Wellenzahl $k = 2\pi f/c$ und Auflösungsgrad verschiedener Simulationsmodelle [93, 118, 154].

Eine LES/RANS Methode, die im DLR Forschungscode THETA zur Verfügung steht, ist das SAS (*Scale Adaptive Simulation*) Verfahren, welches von Menter et al. [176, 173, 174] entwickelt wurde und auf Rotta's [225] $k-kL$ Turbulenzmodell basiert [217].

Bei dem SAS Ansatz wird auf dem $k-\omega$ SST Modell, welches in Abschnitt 2.2.1 beschrieben wird, aufgebaut. In der Transportgleichung Gl. (2.2.9) wird ein zusätzlicher Produktionsterm $Q_{SST,SAS}$ integriert,

$$Q_{SST,SAS} = \rho \cdot \max \left[\zeta_2 \tilde{\kappa} 2S_{ij} \cdot S_{ij} \frac{l_t}{\tilde{l}_{vK}} - \frac{2C}{\sigma_\psi} k \cdot \max \left(\frac{\nabla \omega \cdot \nabla \omega}{\omega^2}, \frac{\nabla k \cdot \nabla k}{k^2} \right), 0 \right], \quad (2.3.1)$$

mit $\nu_t = c_\mu^{1/4} \omega$ und den Modellkonstanten $\zeta_2 = 3.51, \tilde{\kappa} = 0.41, C = 2, \sigma_\psi = 2/3$. Im Gegensatz zu reinen RANS-Modellen, bei welchen sich die Längenskala proportional zur Scherschichtdicke verhält [219], wird die Längenskala aus dem $k-\omega$ SST-SAS Modell dynamisch an die Abmaße der aufgelösten Strukturen angepasst [217, 118]. Die aufgelösten Strukturen wiederum sind abhängig von der lokalen Gitterweite. Bewertungskriterium hierfür ist die von Karman-Längenskala im Produktions- oder Quellterm Gl. (2.3.1). Diese ist

$$l_{vK} \sim \tilde{\kappa} \left| \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{y}} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial^2 \mathbf{y}} \right)^{-1} \right|, \quad (2.3.2)$$

also über das Verhältnis der Geschwindigkeitsableitungen erster und zweiter Ordnung definiert und es gilt der Vergleich für die Größe \tilde{l}_{vK} aus Gl. (2.3.1),

$$\tilde{l}_{vK} = \max \left(l_{vK}, C_s \sqrt{\frac{\zeta_2 \tilde{k}}{\frac{\beta_{\omega 2}}{\beta_k}} - \gamma_2 \sqrt[3]{V}} \right). \quad (2.3.3)$$

Hierbei sind die Konstanten $\beta_{\omega 2} = 0.0828$, $\beta_k = 0.09$, $\gamma_2 = 0.44$ und $\sqrt[3]{V}$ ist die lokale Gitterweite. C_s ist die Smagorinsky-Konstante und wird zu $C_s = 0.145$ [53, 118, 217] gesetzt. Die von Karman Längenskala wird für eine stark instationäre Strömung kleiner als für die stationäre Vergleichslösung [67, 176]. Der SAS-Produktionsterm wird in die ω -Gleichung eingekoppelt und somit erhöht sich die Produktion von ω , sobald erhöhte lokale turbulente Fluktuationen über die von Karman-Längenskala detektiert werden. Es kommt dazu, dass sich die turbulente Viskosität ν_t verringert und damit turbulente Fluktuationen verstärkt werden [118]. In diesen Bereichen arbeiten die Gleichungen dann in einem LES-ähnlichen Modus, während in den übrigen Strömungsgebieten im URANS-Modus gerechnet wird, wo wiederum eine geringere räumliche Diskretisierung und damit geringerer Rechenaufwand nötig ist.

2.4 Verbrennungsmodellierung

Die Grundgleichungen (2.1.1) bis (2.1.4) beschreiben eine Strömung mit Verbrennungsreaktionen. Um eine Verbrennungsreaktion in der numerischen Simulation beschreiben zu können, kommen detaillierte oder globale Reaktionsschemata zum Einsatz. Im Rahmen dieser Arbeit wird hauptsächlich die Wasserstoff- und Methanverbrennung in Luft unter atmosphärischen Bedingungen untersucht. Eine detaillierte Beschreibung solcher Mechanismen kann sich auf mehrere hundert oder tausend Spezies [265, 154] belaufen. Dementsprechend viele zusätzliche Komponententransportgleichungen müssten gelöst werden, was einen enormen zusätzlichen Ressourcenbedarf bedeuten würde. Weiterhin weisen komplexe Reaktionsschemata sehr stark unterschiedliche chemische Zeitskalen auf, wodurch das numerische Gleichungssystem extrem steif und damit in der Regel mit aufwändigen Methoden gelöst werden muss [169].

Daher werden - für die Berechnung des zeitgemittelten Quellterms aus Gl. (2.1.4) - vereinfachte Modelle für die Behandlung der chemischen Reaktionen verwendet. Dabei kann beispielsweise eine Methode verwendet werden, die auf Tabellierung basiert. Nach diesem Schema arbeitet der sogenannte laminare Flamelet-Ansatz, bei dem eine turbulente Flamme durch viele kleine laminare Flämmchen ("Flamelets") approximiert wird [181, 203, 275]. Weiterhin ist ein kombiniertes *Eddy-Dissipation* (EDM) [164, 103] und *Finite-Rate Chemistry* [265, 53] Modell weit verbreitet, bei dem die Reaktionsrate als Minimum der Raten der lokalen Mischungs- und der chemischen Prozesse bestimmt wird. Daneben sind eine Vielzahl weiterer Verbrennungsmodelle bekannt.

2.4.1 Flamelet Modell und Turbulent Flame Speed Closure

Ein in der vorliegenden Arbeit verwendetes Verbrennungsmodell ist das *Burning Velocity Model* (BVM) [203]. Das *Burning Velocity Model*, auch als *Turbulent Flame Speed Closure* bezeichnet, basiert auf einem erweiterten Flamelet-Ansatz [203]. Zunächst wird hier aber das Flamelet-Modell in seinen Grundzügen beschrieben. Hierbei werden im Vorfeld bestimmte Annahmen zu dessen Gültigkeit getroffen:

- Behandlung von Diffusionsflammen (separate Brennstoff- und Oxidator-Zufuhr)
- Sehr schnell ablaufende Reaktionen (große Damköhler (Da)-Zahlen)
- Lewis-Zahl aller Spezies $Le_\alpha = 1$.

Beim Flamelet-Modell wird vorausgesetzt, dass die Reaktionszone in sehr dünne Bereiche mit inneren Strukturen aufgeteilt werden kann. Im Vorfeld der Verbrennungssimulation werden Tabellen erstellt, in welchen die Massenbrüche der Komponenten für verschiedene thermo-chemische Zustände als Funktion des mittleren Mischungsbruches \tilde{f} , der Varianz des Mischungsbruchs $\widetilde{f''^2}$ und der mittleren skalaren Dissipationsrate $\tilde{\chi}$ allgemein für ein Flamelet hinterlegt sind. Diese haben die Form $\tilde{Y}_\alpha = \tilde{Y}_\alpha(\tilde{f}, \widetilde{f''^2}, \tilde{\chi}_{st})$. In der CFD-Rechnung werden dann zwei Transportgleichungen für den Mischungsbruch und die Varianz des Mischungsbruchs,

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{f}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{f}) = \nabla \cdot \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \nabla \tilde{f} \right], \quad (2.4.1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{f''^2}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \widetilde{f''^2}) = \nabla \cdot \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_{f''^2}} \right) \nabla \widetilde{f''^2} \right] + 2 \frac{\mu_t}{\sigma_f} (\nabla \tilde{f})^2 - \bar{\rho} \tilde{\chi}, \quad (2.4.2)$$

gelöst. Aus deren Lösung wird der jeweilige thermo-chemische Zustand ermittelt. Die skalare Dissipationsrate ist durch eine empirische Beziehung als Funktion der Mischungsbruch-Varianz gegeben,

$$\tilde{\chi} = 2 \frac{\epsilon}{k} \widetilde{f''^2}. \quad (2.4.3)$$

Der lokale Mischungsbruch wird nach der Definition von Bilger [19] ausgewertet,

$$f = \frac{\frac{2Y_C}{M_C} + \frac{Y_H}{2M_H} + \frac{Y_{O,2-Y_O}}{M_O}}{\frac{2Y_{C,1}}{M_C} + \frac{Y_{H,1}}{2M_H} + \frac{Y_{O,2}}{M_O}}, \quad (2.4.4)$$

da die Gleichungen für den Mischungsbruch und dessen statistischer Beschreibung im globalen Koordinatensystem gegeben sind. Die Indizes 1 und 2 kennzeichnen den Brennstoff- bzw. den Oxidatoranteil.

Das BV-Modell ist für vorgemischte und teilvorgemischte Verbrennungsregimes anwendbar. Die Fortschrittsvariable c beschreibt im Wertebereich $c \in [0; 1]$ von Frischgas ($c = 0$) bis zu voll reagiertem Gemisch ($c = 1$) verschiedene Zustände. \tilde{c} beschreibt die Wahrscheinlichkeit in einem instantanen Strömungsfeld, dass eine Reaktion stattgefunden hat und damit den lokalen

chemischen Zustand. Aufgrund von Anfangswertproblemen dieses Ansatzes wird im BVM in der Implementierung von Ansys CFX eine gewichtete Fortschrittsvariable, $\tilde{F} = \tilde{f}(1 - \tilde{c})$, verwendet. Für diese wird die Transportgleichung

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{F}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{F}) = \nabla \cdot \left[\left(\bar{\rho} \bar{D} + \frac{\mu_t}{\sigma_F} \right) \nabla \tilde{F} \right] + 2 \left(\bar{\rho} \bar{D} + \frac{\mu_t}{\sigma_F} \right) (\nabla \tilde{f} \cdot \nabla \tilde{c}) - \tilde{f} \bar{\omega}_c \quad (2.4.5)$$

gelöst. Die Formulierung des mittleren chemischen Quellterms für den Reaktionsfortschritt in Gl. (2.4.5) lautet

$$\bar{\omega}_c = \bar{\rho}_u s_T |\nabla \tilde{c}| - \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{D} \nabla \tilde{c}). \quad (2.4.6)$$

Hier ist ρ_u die Dichte des unverbrannten Gemisches. Es fehlt die Berechnungsvorschrift für die turbulente Flammengeschwindigkeit s_T . In dieser Arbeit wird die Korrelation von Zimont verwendet [181, 282],

$$s_T = A G u'^{\frac{3}{4}} s_L^{\frac{1}{2}} \lambda_u^{\frac{1}{4}} l_t^{\frac{1}{4}}, \quad (2.4.7)$$

mit der Modellkonstante $A = 0.5$, dem Streckungsfaktor G [282], der thermischen Leitfähigkeit der unverbrannten Mischung λ_u , dem Niveau der integralen Geschwindigkeitsfluktuationen u' , sowie der integralen turbulenten Längenskala l_t . s_L ist die laminare Flammengeschwindigkeit.

2.4.2 EDM/FRC Modell

Modelle zur Abbildung von Verbrennungsreaktionen, die von sehr dünnen Reaktionszonen und sehr schnell ablaufenden chemischen Prozessen ausgehen, sind besonders für technisch relevante, komplexe Anwendungsfälle nur bedingt geeignet. Bei technisch vorgemischten Verbrennungssystemen, etwa drallstabilisierten Flammen in Fluggasturbinen, sind deren Annahmen hinfällig, wobei auch Flamelet-Ansätze existieren, die für vorgemischte Verbrennungssysteme gültig sind. In solch komplexen Systemen sind Verbrennungsdynamiken üblich, die sich über einen sehr großen Bereich von Verbrennungsregimes erstrecken. Diese sind mischungskontrollierte Prozesse ($Da \gg 1$) und reaktionskinetisch dominierte Vorgänge ($Da \ll 1$). Je nach lokalem Turbulenzgrad und lokaler Mischungsinhomogenität treten dabei viele Mischformen dieser Prozesse auf.

Im Rahmen dieser Arbeit, werden dabei hauptsächlich reduzierte bzw. globale Mechanismen zur Reaktionsbeschreibung verwendet, um den Rechenaufwand möglichst gering zu halten und robuste Verfahren zur Beschreibung der Kinetik zu realisieren. Um teilvorgemischte Prozesse adäquat abzubilden kommt daher ein kombiniertes EDM/FRC-Verfahren zum Einsatz. Es besteht aus dem mischungskontrollierten *Eddy Dissipation Model* (EDM) und dem reaktionskinetisch bestimmten *Finite Rate Chemistry* (FRC) Modell. Die resultierende Reaktionsrate ergibt sich aus dem Minimum der Reaktionsraten beider Ansätze.

Globalreaktionen können allgemein formuliert werden als [98, 265, 154, 217]

$$\sum_{\alpha=1}^{N_s} \nu'_{\alpha,r} \text{SP}_{\alpha} \rightleftharpoons \sum_{\alpha=1}^{N_s} \nu''_{\alpha,r} \text{SP}_{\alpha}. \quad (2.4.8)$$

Der Index α kennzeichnet die jeweilige Spezies bei der Anzahl der Spezies N_s und $\nu'_{\alpha,r}, \nu''_{\alpha,r}$ sind die Stöchiometriekoeffizienten auf Edukt- bzw. Produktseite für die jeweilige Reaktion r . SP kennzeichnet Spezies.

2.4.2.1 Das *Eddy Dissipation* Modell

Der EDM-Ansatz wurde von Magnussen [164, 163] vorgestellt [217] und arbeitet ähnlich wie das *Eddy Break-Up* Modells von Spalding [243, 244]. Das Modell geht von sehr schnellen chemischen Reaktionen im Vergleich zu den turbulenten Mischungsprozessen aus und ist für die Anwendung auf Diffusionsflammen, aber auch von Vormischflammen, geeignet. Die Reaktionsratenbestimmende Größe ist dabei eine Mischungszeitskala, welche in der CFD-RANS als die integrale Zeitskala der Turbulenz

$$\tau_T^{-1} = \frac{\epsilon}{k} = \beta^* \omega \quad (2.4.9)$$

beschrieben werden kann. β^* ist eine Modellkonstante des k - ω SST Modells aus Abschnitt 2.2.1. Die Reaktionsrate des EDM Ansatzes wird aus

$$\overline{RR}_r^{EDM} = A \frac{\rho}{\tau_T} \left[\min \left(\min_{e, \nu'_{e,r} \neq 0} \frac{Y_e}{\nu'_{e,r} M_e}, B \frac{\sum_p Y_p}{\sum_p \nu''_{p,r} M_p} \right) \right], \quad (2.4.10)$$

ermittelt. Für die empirischen Konstanten gilt $A = 4$ und $B = 0.5$. Über Gl. (2.4.10) werden also Reaktionsraten RR einer Globalreaktion r für das EDM bestimmt. Die Indizes e kennzeichnen Edukt-Eigenschaften, die Indizes p Produkt-Eigenschaften. Der chemische Quellterm, der aus dem EDM resultiert, ergibt sich dann zu

$$\overline{S}_\alpha^{EDM} = M_\alpha \sum_{r=1}^{N_r} (\nu''_{\alpha,r} - \nu'_{\alpha,r}) \overline{RR}_r^{EDM}. \quad (2.4.11)$$

Hierbei wird über alle Reaktionsraten N_r summiert. Wie aus der Literatur bekannt [120, 154], tendiert das EDM dazu, Reaktionsraten zu überschätzen. Dies ist in dem Umstand begründet, dass Reaktionen als sehr schnell (mischungsdominiert) behandelt werden und daher Ungenauigkeiten in deren Beschreibung auftreten, wenn Nichtgleichgewichtseffekte vorliegen [120, 154]. Im FRC-Modell werden Reaktionen dagegen im Rahmen der Annahme laminarer Chemie über Geschwindigkeitskoeffizienten bestimmt. In Kombination mit dem EDM können somit überbestimmte Reaktionsraten korrigiert werden, wie anschließend in Abschnitt 2.4.2.3 erläutert wird.

2.4.2.2 Das *Finite Rate Chemistry* Modell

In dem FRC Ansatz werden die Reaktionsgeschwindigkeiten der einzelnen chemischen Reaktionen auf Grundlage von Geschwindigkeitskoeffizienten bestimmt. Mit dem FRC-Modell können detaillierte Mechanismen abgebildet werden. Die numerischen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit beschränken sich jedoch auf Globalmechanismen mit nur sehr wenigen Reaktionsschritten und der FRC-Ansatz dient primär zur adäquaten Abbildung von teilvorgemischter

Verbrennung in Kombination mit dem EDM. Eine FRC-Reaktionsrate bestimmt sich aus

$$\overline{RR}_r^{FRC} = \bar{k}_{f,r} \prod_{\alpha=1}^{N_s} \bar{c}_{\alpha}^{\nu'_{\alpha,r}} - \bar{k}_{b,r} \prod_{\alpha=1}^{N_s} \bar{c}_{\alpha}^{\nu''_{\alpha,r}}, \quad (2.4.12)$$

wobei $k_{f,r}$ und $k_{b,r}$ die Geschwindigkeitskoeffizienten der jeweiligen Vorwärts- ($f=forward$) und Rückwärtsreaktion ($b=backward$) sind. $c_{\alpha} = \rho Y_{\alpha}/M_{\alpha}$ ist die Konzentration der Komponente α . Die Geschwindigkeitskoeffizienten werden über einen Arrhenius-Ansatz [98, 265]

$$\bar{k}_{\zeta,r} = A_r \bar{T}^{\beta_r} \exp\left(-\frac{E_{a,r}}{\mathcal{R}\bar{T}}\right), \quad \text{für } \zeta \in [f,b], \quad (2.4.13)$$

definiert. A_r und β_r sind der Arrhenius Vorfaktor bzw. der Arrhenius Temperaturexponent und $E_{a,r}$ die Aktivierungsenergie für die jeweilige Reaktion. Aus den Gleichungen (2.4.12) und (2.4.13) wird deutlich, dass die Reaktionsrate im FRC-Modell eine stark nichtlineare Funktion von sowohl der Temperatur als auch der Spezieskonzentration ist. Analog zum EDM wird der Quellterm für die Komponentengleichungen mit

$$\overline{S}_{\alpha}^{FRC} = M_{\alpha} \sum_{r=1}^{N_r} (\nu''_{\alpha,r} - \nu'_{\alpha,r}) \overline{RR}_r^{FRC}. \quad (2.4.14)$$

beschrieben.

2.4.2.3 Das kombinierte EDM/FRC Verfahren

Um die globalen Reaktionsraten teilvorgemischter Verbrennungsprozesse möglichst akkurat bestimmen zu können, kommt eine Kombination der beiden Teilmodelle aus den Abschnitten 2.4.2.1 und 2.4.2.2 zum Einsatz. Dazu werden die Reaktionsraten der beiden Teilmodelle ermittelt und das Minimum beider Ansätze bildet dann die resultierende Reaktionsrate,

$$\overline{RR}_r = \min(\overline{RR}_r^{EDM}, \overline{RR}_r^{FRC}). \quad (2.4.15)$$

Analog zu den Ausführungen in den vorherigen Abschnitten wird dann der chemische Quellterm für Gl. (2.2.4) zu

$$\overline{S}_{\alpha} = M_{\alpha} \sum_{r=1}^{N_r} (\bar{\nu}''_{\alpha,r} - \bar{\nu}'_{\alpha,r}) \cdot \min(\overline{RR}_r^{EDM}, \overline{RR}_r^{FRC}) \quad (2.4.16)$$

bestimmt.

2.5 Grundgleichungen der linearen Akustik

Der Teilbereich der Akustik, der im Rahmen dieser Arbeit behandelt wird, lässt sich als die Ausbreitung kleiner Störungen in Gasen unter isentropen Bedingungen [234] beschreiben. Die allgemeinste Beschreibung der Wellenausbreitung in einer kompressiblen Strömung sind die Navier-Stokes-Gleichungen (Gl. (2.1.1) - (2.1.3)). Vereinfachend können aber akustische Aus-

breitungsprozesse mit der Annahme von Reibungsfreiheit über die Euler-Gleichungen beschrieben werden, welche ohne Anregung die Form [206, 234]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (2.5.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \frac{\nabla p}{\rho} = \mathbf{0} \quad (2.5.2)$$

haben. Zusammen mit der Energiegleichung

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{c^2} (\mathbf{u} \cdot \nabla) p + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.5.3)$$

handelt es sich hier um die Gleichungen für Masse (2.5.1), Impuls (2.5.2) und Energie (2.5.3). c ist die Schallgeschwindigkeit. Die Energiegleichung [202], Gl. (2.5.3), gilt für ideale Gase [206] und die vorliegenden Grundgleichungen ergeben sich nach Transformation des konservativen Systems in primitiver Form.

Da in der linearen Akustik gewöhnlich die Annahme kleiner Störungen gilt, werden akustische Ausbreitungsvorgänge oft anhand der Euler-Gleichungen in linearisierter Form berechnet. Die Linearisierung der Gleichungen kann über eine Taylor'sche Reihenentwicklung erfolgen [81, 137, 234, 206, 202],

$$p = \bar{p} + p' + p'' + \dots \quad (2.5.4)$$

$$\rho = \bar{\rho} + \rho' + \rho'' + \dots \quad (2.5.5)$$

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' + \mathbf{u}'' + \dots \quad (2.5.6)$$

Kleine Störungen bedeuten, dass Fluktuationen höherer Ordnung (...)'' vernachlässigt werden können. Mit diesen Vereinfachungen ergibt sich das Gleichungssystem der linearisierten Euler-Gleichungen, wie sie im Rahmen der vorliegenden Arbeit im Forschungscode PIANO (*Perturbation Investigation of Aerodynamic Noise*) [49] gelöst werden,

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \rho' + \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{\rho} + \bar{\rho} \nabla \cdot \mathbf{u}' + \rho' \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0, \quad (2.5.7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + (\tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \mathbf{u}' + (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \tilde{\mathbf{u}} + \frac{\nabla p'}{\bar{\rho}} - \frac{\nabla \bar{p} \rho'}{\bar{\rho}^2} = \mathbf{0}, \quad (2.5.8)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla p' + \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{p} + \gamma \bar{p} \nabla \cdot \mathbf{u}' + \gamma p' \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0. \quad (2.5.9)$$

Wie bei Pieringer [206] erläutert, beschreiben die linearisierten Euler Gleichungen die Ausbreitungen von Störungen in einer mittleren, inhomogenen Strömung als Überlagerung dreier Ausbreitungsmoden. Einer akustischen Mode, einer Entropie-Mode und einer Vorticity-Mode. Diese drei Ausbreitungscharakteristika besitzen die folgenden Eigenschaften [36, 206, 202]:

- **Die akustische Mode** beschreibt die Ausbreitung von Druckfluktuationen. Sie beinhaltet Änderungen in allen Variablen, die in den linearisierten Gleichungen beschrieben sind.

Durch akustische Wellen werden Geschwindigkeitsfluktuationen induziert, die wirbelfrei sind. Schallwellen breiten sich mit der Schallgeschwindigkeit, überlagert mit der lokalen Strömungsgeschwindigkeit, aus.

- **Die Vorticity Mode** ist mit der Entstehung und dem Transport von Wirbelfluktuationen assoziiert. Vorticity Moden werden mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit stromab transportiert.
- **Die Entropie Mode** beschreibt Entstehung und Transport von Dichteschwankungen und damit im Wesentlichen Temperaturschwankungen. Sie ist frei von Druckschwankungen und wird von einer eher schwachen, wirbelfreien Geschwindigkeitsfluktuation begleitet [206, 202].

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Ausbreitungscharakteristika akustischer Moden unter Verwendung der linearisierten Euler Gleichungen mit Monopol-Anregung in der Druckgleichung, Gl. (3.3.14), modelliert.

Die linearisierten Euler Gleichungen beinhalten Instabilitäten durch die Vorticity Mode. Ein alternatives Gleichungssystem, welches als Modifikation der linearisierten Euler Gleichungen verstanden werden kann, sind die *Acoustic Perturbation Equations* (APE) von Ewert und Schröder [80]. Diese umgehen das Problem dieser Instabilität und stellen damit eine Möglichkeit bereit, Wirbelquellen adäquat einbinden zu können. Hierfür wird folgende Form der Variablendekomposition angewandt [206, 202],

$$\rho' = \rho^e + \rho^a, \quad (2.5.10)$$

$$p' = \bar{c}^2 \rho^a, \quad (2.5.11)$$

$$\mathbf{u}' = \nabla \Phi + \mathbf{u}^v. \quad (2.5.12)$$

Die Dichteschwankung wird in einen Entropie- (ρ^e) und einen Akustikanteil (ρ^a) aufgeteilt. Über die Annahme von Isentropie in Gl. (2.5.11) ist dann die akustisch induzierte Dichteschwankung an den akustischen Druck gekoppelt und die Geschwindigkeitsschwankung wird über Gl. (2.5.12) in ein akustisches Potenzial [80, 49] $\mathbf{u}^a = \nabla \Phi$ und Wirbelanteile aufgespalten. Wenn nicht-isentrope Dichtefluktuationen vernachlässigt werden und damit

$$\frac{p'}{\rho'} = \frac{p'}{\rho^a} = \frac{d\bar{p}}{d\bar{\rho}} \Big|_s \quad (2.5.13)$$

gilt, können die linearisierten Euler Gleichungen in ein homogenes APE-System überführt werden:

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \bar{c}^2 \nabla \cdot \left(\bar{\rho} \mathbf{u}' + \bar{\mathbf{u}} \frac{p'}{\bar{c}^2} \right) = 0, \quad (2.5.14)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \nabla (\bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{u}') + \nabla \left(\frac{p'}{\bar{\rho}} \right) = \mathbf{0}. \quad (2.5.15)$$

Dieses Gleichungssystem beschreibt Geschwindigkeits- und Druckfluktuationen, wobei Dichtefluktuationen entkoppelt sind. Das APE-System kann über die Vernachlässigung von Wirbelmoden $\mathbf{u}^v = \mathbf{0}$ und der Annahme eines homogenen mittleren Geschwindigkeitsfelds ($\bar{\mathbf{u}} = \text{const.}, \nabla \bar{p} = 0$) auf eine konvektive Wellengleichung kondensiert werden [202, 234],

$$\frac{1}{\bar{c}^2} \frac{\bar{D}^2 p'}{Dt^2} - \bar{\rho} \nabla \cdot \left(\frac{1}{\bar{\rho}} \nabla p' \right) = 0. \quad (2.5.16)$$

Mit den weiteren Annahmen $Ma \ll 1$ und $\bar{c} \gg \bar{\mathbf{u}}$ kann das totale Differential zu $\bar{D}/Dt \approx \partial/\partial t$ vereinfacht werden. Es ergibt sich die homogene Wellengleichung zu

$$\frac{1}{\bar{c}^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \bar{\rho} \nabla \cdot \left(\frac{1}{\bar{\rho}} \nabla p' \right) = 0. \quad (2.5.17)$$

Wenn als weitere Vereinfachung harmonisierte Größen angenommen werden,

$$p' = \hat{p} e^{i\omega t}, \quad (2.5.18)$$

ergibt sich die Helmholtz-Gleichung zu

$$-\frac{\omega^2}{\bar{c}^2} \hat{p} - \bar{\rho} \nabla \cdot \left(\frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \hat{p} \right) = 0. \quad (2.5.19)$$

Die beschriebenen Gleichungssysteme sind ihrer Allgemeingültigkeit entsprechend angeordnet, in Abb. 2.5.1 zusammengestellt.

Die hybride FRPM-CN Methode verwendet zur Modellierung der Schallausbreitung das voll gekoppelte Gleichungssystem der linearisierten Euler Gleichungen. Die Gründe hierfür sind, dass

- die linearisierten Euler Gleichungen die allgemeinste Form der hier vorgestellten linearisierten Störungsgleichungen sind. Damit sind sie im Vergleich zum APE-System näher an der exakten physikalischen Lösung der Navier-Stokes Gleichungen. Dies gilt in besonderem Maße für die Abbildung von Refraktionseffekten [78], was besonders in reaktiven Problemstellungen mit sehr großen lokalen Strömungs- und Dichtegradienten essentiell wichtig ist.
- Die allgemeine Verbrennungslärm-Quelltermformulierung, die in Kapitel 3.3.1 eingeführt wird, enthält eine Quellkomponente, die dem reinen Strömungslärm entspricht und formal der Formulierung von Tam & Auriault [257] entspricht. Das System der LEEs kann damit als kanonisches System zur Beschreibung von Verbrennungslärm und bei entsprechender Implementierung von kaltem Strahlärm verwendet werden.



Gleichungssystem	Zusätzliche Annahme
Linearisierte Euler-Gleichungen (Masse, Impuls, Energie)	Kleine Störungen
Linearisierte Euler-Gleichungen (Impuls, Energie)	Isentropie
Acoustic Perturbation Equations	Kein Transport von Vorticity
Konvektive Wellengleichung	Konstante mittlere Geschwindigkeit
Wellengleichung	Mittlere Geschwindigkeit Null
Helmholtzgleichung	Harmonische Schwankungsgrößen

Abbildung 2.5.1: Übersicht zu den Gleichungssystemen und vereinfachende Annahmen [206].

3 Methodik des hybriden, stochastischen Verbrennungslärmmodells

Ein bestehendes Verfahren von Mühlbauer et al. [184, 181] wird mit einem neuen, hocheffizienten Ansatz zur Schallquellenrekonstruktion nach Ewert et al. [73, 76] kombiniert, der im Gegensatz zur bisherigen Methodik auch für die Berechnung komplexer und technisch relevanter Anwendungsfälle geeignet ist. Zunächst wird die Verfahrenskette der Methode erläutert, um die Einbettung der Quellrekonstruktion in den Gesamtablauf zu veranschaulichen. Abbildung 3.0.1 zeigt ein Flussdiagramm der *Fast Random Particle Method for Combustion Noise Prediction*, im Folgenden mit FRPM-CN bezeichnet.

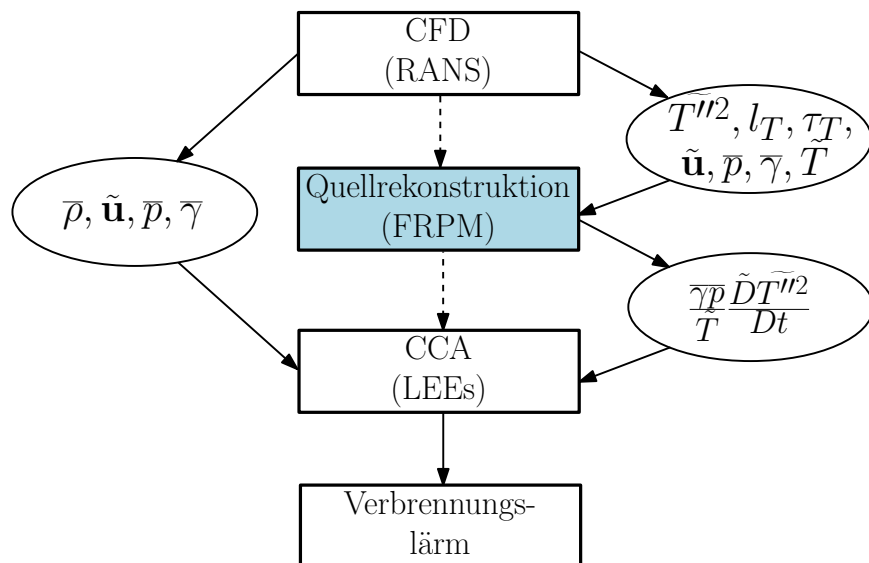


Abbildung 3.0.1: Schematische Verfahrenskette der FRPM-CN Methode.

Der hybride Charakter des Verfahrens besteht in der Separation von CFD und CCA, um jeweils spezifisch optimierte Verfahren auf die jeweiligen Teilprobleme anwenden zu können und ausserdem im Vergleich zu direkten Simulationsverfahren Rechenzeit einsparen zu können. Zunächst werden stationäre CFD-RANS Verbrennungssimulationen durchgeführt. Hier wird in einem Postprocessing-Schritt eine zusätzliche Transportgleichung für die Temperatur-Varianz gelöst, da der später rekonstruierte Quellterm temperaturvarianzbezogen ist. Aus der RANS-

Lösung werden Feldverteilungen der Einpunkt-Turbulenzstatistiken extrahiert, die - zusammen mit der Feldlösung der Temperaturvarianz und dem mittleren RANS-Geschwindigkeitsfeld - an das PIANO-Modul FRPM zur Quellrekonstruktion übergeben werden. Hier werden für jeden Zeitschritt, aufbauend auf den lokalen turbulenten Längen- und Zeitskalen, die akustischen Quellen mit einer Temperaturvarianz-Amplitudenskalierung realisiert. Die Quellen werden dann als Anregung an die rechte Seite der Druckgleichung der linearisierten Euler-Gleichungen (LEE) übergeben. Gleichzeitig werden die mittleren Dichte-, Geschwindigkeits- und Druckfelder der CFD-RANS an die LEE übergeben, um eine möglichst gute physikalische Charakterisierung der Schallausbreitung unter starken Refraktionseffekten bei großen Dichte- und Strömungsgradienten zu erreichen. Die mathematische Quelltermformulierung und deren Entwicklung werden in Abschnitt 3.3.1 skizziert. Anschließend wird in Abschnitt 3.3.2 das verwendete akustische Modell beschrieben.

Die Weiterentwicklung des Quellrekonstruktions-Algorithmus von der stromlinienbasierten RPM-CN [184, 181] zur orthogonal-diskretisierten FRPM-CN ist ein zentraler Teil der Arbeit. Daher kommt der Beschreibung des akustischen Quellrekonstruktions-Mechanismus eine besondere Bedeutung bei. Dessen Funktionsweise ist in Abbildung 3.0.2 veranschaulicht.

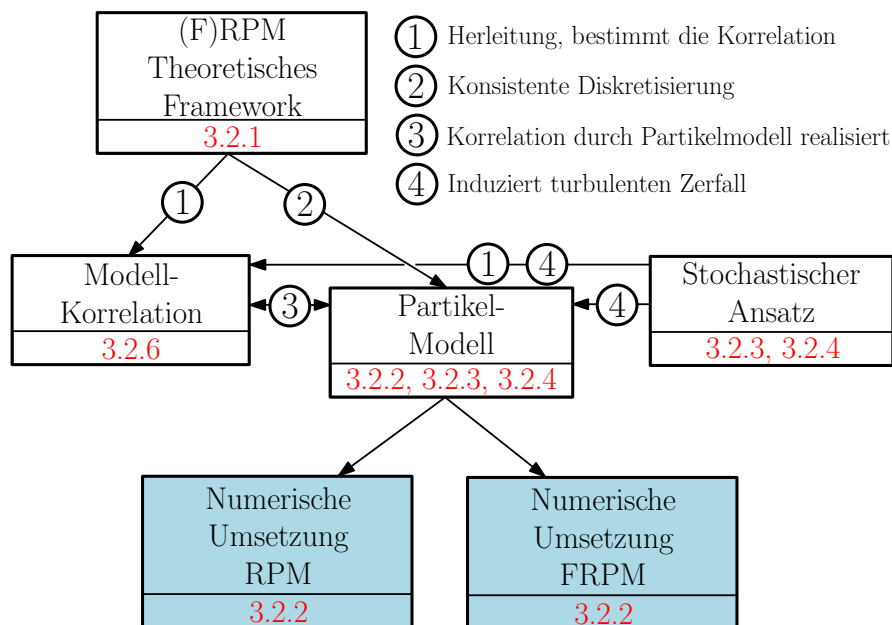


Abbildung 3.0.2: Elemente des Quellrekonstruktionsalgorithmus nach Ewert et al. [73, 76].

Beide numerische Methoden, sowohl RPM-CN als auch FRPM-CN stellen verschiedene Wege dar, akustische Quellen im Zeitbereich zu realisieren. Die Kernidee hierbei ist, dass aus einem diskreten Feld weißen Rauschens mithilfe geeigneter Filter und lokaler Amplitudenskalierung akustische Quellen generiert werden, jeweils auf Grundlage der lokalen Turbulenzstatistiken (Abschnitt 3.2.1). Hierbei bestimmen die integrale turbulente Längenskala aus der CFD-RANS die räumliche Ausdehnung der Quellen. Die integrale Zeitskala wird mithilfe eines Langevin-Modells für die Synthetisierung turbulenten Zerfalls verarbeitet (Abschnitt 3.2.3 und 3.2.4).

Über die Art des verwendeten Filters und des Langevin-Modells wird implizit eine charakteristische Korrelationsfunktion realisiert [76]. Das Feld weißen Rauschens, aus dem die akustischen Quellen gewonnen werden, wird über ein Modell konvektierender Partikel realisiert, die jeweils Zufallswerte transportieren, die sich mit jedem Zeitschritt ändern (Abschnitt 3.2.2).

3.1 Statistische Lärm-Theorie

Das Forschungsgebiet der statistischen Lärm-Theorie wurde von Lighthill [149, 150] in den 1950er Jahren durch die Einführung der akustischen Analogie begründet. Das theoretische Grundgerüst der vorliegenden Arbeit baut in großen Teilen auf diesem Konzept auf und wird hier in kompakter Form dargestellt [76]. Es beschreibt zunächst ein Schallfeld unter Anregung mit einer allgemein formulierten Quelle q und im Zusammenhang damit die Schallausbreitung in einem betrachteten Gebiet unter bestimmten Ausbreitungscharakteristiken. Diese physikalischen Charakteristiken werden vereinfachend in einem Wellengleichungs-Operator \mathcal{L} , der auf den fluktuierenden akustischen Druck p' wirkt, zusammengefasst:

$$\mathcal{L}p'(\mathbf{x}_1, t) = q(\mathbf{x}_1, t). \quad (3.1.1)$$

Gleichung (3.1.1) ist im Zeitbereich formuliert und der Druck ist die akustische Variable in Beobachter-Koordinaten \mathbf{x}_1 . Anschaulich stellt Gl. (3.1.1) die Verbindung zwischen akustischem Fernfeld ohne Anregung und dem perturbierten Nahfeld [76] dar. Der akustische Druck im Fernfeld ist

$$p'(\mathbf{x}_1, t) = \frac{1}{2\pi} \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) q(\mathbf{x}, t_1) \exp(-i\omega(t - t_1)) dt_1 d\omega d^n x. \quad (3.1.2)$$

$\hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)$ ist die Green'sche Funktion eines adjungierten Gleichungssystems [257] und ist äquivalent zum oben beschriebenen Wellengleichungs-Operator \mathcal{L} . Da die Green'sche Funktion die Verbindung zwischen akustischem Nah- und Fernfeld bereit stellt, ist sie von der Fernfeld-Beobachter-Position \mathbf{x}_1 genauso abhängig wie von den Quellkoordinaten \mathbf{x} . Die Integration über t_1 stellt die Fourier-Transformation der Quelle $q(\mathbf{x}, t_1)$ in den Frequenzbereich bereit. Die Rücktransformation des kompletten Integranden erfolgt über $d\omega$.

Instationäre Verbrennungslärmquellen werden vereinfachend mithilfe ergodischer Prozesse abgebildet. Für die Bestimmung der spektralen Leistungsdichte unter Berufung auf das Theorem von Wiener und Chintchine [33, 211] ist das Leistungsdichte-Spektrum des akustischen Drucks an beliebigen Beobachter-Positionen \mathbf{x}_1 definiert als die Fourier-Transformation der Autokorrelation des akustischen Drucks. Es gilt

$$\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle p'(\mathbf{x}_1, t) p'(\mathbf{x}_1, t + \tau) \rangle \exp(i\omega t) d\tau. \quad (3.1.3)$$

$\langle \dots \rangle$ steht für Ensemble-Mittelung. Mit Gl. (3.1.2) kann dann das Fernfeldspektrum $\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega)$ als Funktion der Quellfeldstatistiken im akustischen Nahfeld ausgedrückt werden,

$$\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \hat{G}_a^*(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \hat{G}_a(\mathbf{x} + \mathbf{r}, \mathbf{x}_1, \omega) \langle q(\mathbf{x}, t_1) q(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_1 + \tau) \rangle \exp(i\omega\tau) d\tau d^n \mathbf{x} d^n \mathbf{r}. \quad (3.1.4)$$

Bei Betrachtung der rechten Seite von Gl. (3.1.4) wird ein bemerkenswerter Zusammenhang augenscheinlich: Die Quell-Kovarianz ist die einzige zu modellierende Größe zur Bestimmung von Druckspektren an beliebigen Fernfeld-Beobachter Positionen. Die Green'sche Funktion ergibt sich aus dem jeweils betrachteten Problem. Somit ist die Fundamentallösung der verwendeten Grundgleichungen zur Schallausbreitung bereitstellt. In eben diesem Rahmen bewegt sich die vorliegende Studie; mittels eines stochastischen Verfahrens zur akustischen Quellrekonstruktion werden lokal korrelierte Schallquellen auf Grundlage eines Wärmefreisetzungsmechanismus ermittelt. Damit wird ein vollständiges akustisches System zur Breitband-Lärmvorhersage beschrieben. Der Quellrekonstruktionsmechanismus selbst wird im folgenden Abschnitt 3.2 beschrieben, wohingehend die physikalische Quelltermformulierung im Abschnitt 3.3 vorgestellt wird.

3.2 Stochastische Lärmquellen aus RANS-Simulationen

In der FRPM-CN Methode zur Verbrennungslärmvorhersage werden Schallquellen aufgrund lokaler Turbulenzstatistiken rekonstruiert und als Anregungsterme an die jeweils verwendeten linearisierten Ausbreitungsgleichungen übergeben. Die Grundidee hinter dem Verfahren, welches von Ewert et al. [73, 76] stammt und numerisch als FRPM im Fortran basierten PIANO code umgesetzt ist, wird im folgenden Abschnitt erläutert. Anschließend werden verschiedene Teilaspekte des Modells gemäß Abbildung 3.0.1 mit besonderem Fokus auf Neuerungen, die mit FRPM-CN kombiniert wurden, beschrieben.

3.2.1 Die (*Fast*) *Random Particle*-Methode

FRPM wurde von Ewert [73] als hocheffizientes Breitbandlärm-Simulationstool für CAA-Anwendungen (*Computational Aero-Acoustics*) vorgestellt. Fluktuierende Größen oder Quellen mit gewünschten Eigenschaften werden im Zeitbereich durch das räumliche Filtern von konvektierendem weißen Rauschen generiert. FRPM ist dabei eine Weiterentwicklung des stromlinienbasierten Ansatzes RPM von Ewert et al. [77, 72, 74]. Beide Verfahren sind unterschiedliche Diskretisierungsansätze für akustische Quellen aber entspringen einem sehr ähnlichen theoretischen Rahmengerüst. Die Merkmale der beiden Verfahren sowie deren Vor- und Nachteile werden in Abschnitt 3.2.2 erläutert.

Abhängig vom jeweils zugrundeliegenden physikalischen Quellmechanismus werden anhand von CFD-Daten Bereiche identifiziert, in denen Beiträge zum Gesamtlärmpegel entstehen können. Im dadurch vordefinierten Quellgebiet kann der räumliche Quellrekonstruktions-Mechanismus

beschrieben werden als

$$Q(\mathbf{x}, t) = \int_{V_s^n} \hat{A}(\mathbf{x}) \mathcal{G}(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|, l_s) \mathcal{U}(\mathbf{x}', t) d^n \mathbf{x}'. \quad (3.2.1)$$

Die fluktuierende Quelle $Q(\mathbf{x}, t)$ wird, ausgedrückt in Quellfeldkoordinaten \mathbf{x} und der physikalischen Zeit t , aus dem Integral über das Quellgebiet V_s^n mit der Dimension n evaluiert. Hierfür wird an einer Position \mathbf{x} ein Filter-Kernel \mathcal{G} mit einer diskreten Realisierung weißen Rauschens $\mathcal{U}(\mathbf{x}', t)$ gefaltet. $\hat{A}(\mathbf{x})$ realisiert die gewünschte Ziel-Varianz und stellt die statistische Stärke der Schwankung der realisierten Quellen bereit. Die lokale räumliche Quellgröße wird durch die lokale turbulente CFD-RANS Längenskala l_s definiert.

Im einfachsten und anschaulichsten Fall wird eingefrorene Turbulenz realisiert, also ein Feld weißen Rauschens zugrunde gelegt, in dem kein turbulenter Zerfall modelliert wird. Das Feld weißen Rauschens wird hierbei mit der mittleren RANS-Hintergrundströmung konvektiert. Die Felder weißen Rauschens haben dann die Eigenschaften

$$\langle \mathcal{U}(\mathbf{x}, t) \rangle = 0, \quad (3.2.2)$$

$$\langle \mathcal{U}(\mathbf{x}, t) \mathcal{U}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) \rangle = \delta(\mathbf{r}) \quad (3.2.3)$$

und

$$\frac{D_0 \mathcal{U}}{Dt} = 0. \quad (3.2.4)$$

$D_0/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{u}_0^c \cdot \nabla$, wobei sich der Index 0 auf die Konvektionsgeschwindigkeit \mathbf{u}_0^c der Hintergrundströmung bezieht, die aus CFD-RANS Simulationen gewonnen wird.

Um nun technisch relevante Anwendungsfälle akustisch charakterisieren zu können, reicht es nicht aus, eingefrorene Turbulenz zu realisieren, da hierbei der Turbulenz-induzierte Wirbelzerfall nicht berücksichtigt wird. Dieser durch turbulente Dynamiken entstehende, sogenannte Dekorrelations-Effekt wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit über ein stochastisches Modell einbezogen, die sogenannten Langevin-Differentialgleichungen. Diese werden in den Abschnitten 3.2.3 und 3.2.4 genauer erläutert. Im folgenden Abschnitt wird zunächst geklärt, welche Rolle Partikel bei der Diskretisierung des Modells spielen.

3.2.2 Diskretisierungsansätze, RPM vs. FRPM

In Abschnitt 3.2.1 wurde die Grundidee von (F)RPM analytisch über Gl. (3.2.1) eingeführt. Weißes Rauschen wird mit einem geeigneten Filter so verarbeitet, dass Monopolquellen als rechte Seite linearisierter Störungsgleichungen auf Grundlage lokaler Turbulenzstatistiken konstruiert werden. Dem Ansatz liegt ein Partikelmodell zugrunde:

Im Lagrange'schen Rahmen geführte Partikel, die Zufallswerte für die Realisierung turbulenter Dynamiken tragen, werden im Quellgebiet aufgeprägt. Über diese Partikel wird auch die Konvektion der Schallquellen realisiert. Insbesondere die Richtcharakteristika der Schallabstrahlung wird durch Quellkonvektion beeinflusst, wie im Kapitel 4 im Rahmen der betrachteten

Verifikations- und Validierungsfälle gezeigt wird. Die Zufallswerte der Partikel werden nach bestimmten Regeln zu jedem Zeitschritt verändert. Dieser Mechanismus sowie die Auswirkungen auf die Verfahrenskette zur Verbrennungslärmvorhersage werden in den Abschnitten 3.2.3 und 3.2.4 erklärt.

In bisherigen Arbeiten zur Simulation direkten Verbrennungslärms von Mühlbauer et al. [184, 185, 181] wurde der stromlinienbasierte Ansatz RPM (*Random Particle Mesh Method*) verwendet, dessen Diskretisierungsart in Abbildung 3.2.1a skizziert ist.

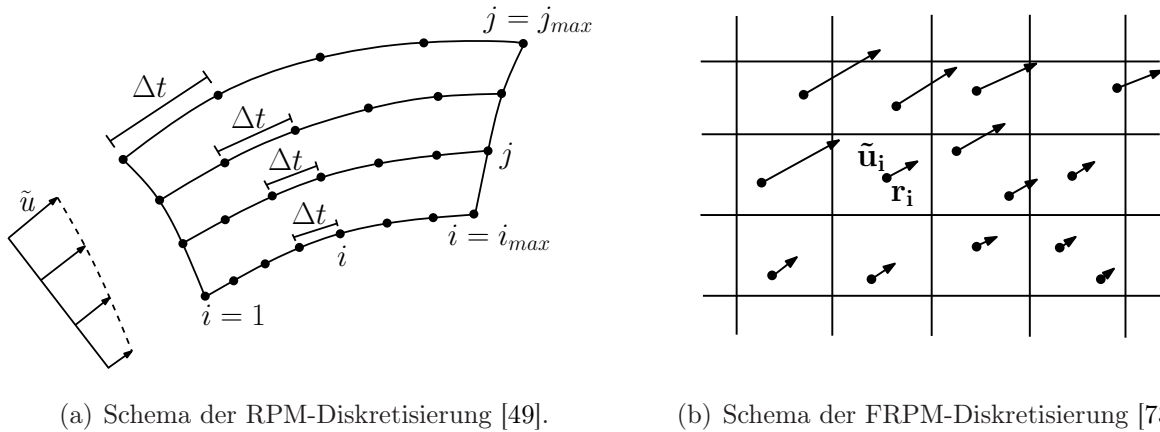


Abbildung 3.2.1: Partikel-basierte Diskretisierungsansätze für den stochastischen Quellrekonstruktions-Algorithmus.

Für RPM wird das Quellgebiet mit Stromlinien definiert, die aus dem mittleren Geschwindigkeitsfeld vorangehender CFD-RANS Simulationen bestimmt werden. Die Partikel werden am Eintritt in das Quellgebiet mit einer konstanten Taktung gesetzt, folgen der jeweiligen Stromlinie und werden bei Verlassen des Quellgebiets am Eintritt ersetzt. Die räumliche Filterung der Schallquellen erfolgt sequentiell. Die Zufallswerte der Partikel werden entlang der Stromlinie gefiltert und anschließend auf das CAA-Gitter jeweils in Stromlinien-Normalenrichtung gewichtet und verteilt.

Im Rahmen dieser Arbeit wird der FRPM-Ansatz zur Quellrekonstruktion verwendet. Das Quellgitter orientiert sich nicht an Stromlinien; ein kartesisches, orthogonales Gitter spannt stattdessen die Quellregion auf. Alle Strömungsfeldgrößen sind in den Gitterpunkten dieses Hilfgitters gespeichert. Partikel werden zu Beginn der Rechnung homogen im gesamten Gebiet gesetzt. Deren Trajektorien bestimmen sich aus linearer Interpolation der Geschwindigkeitswerte auf den Hintergrundgitter-Knoten. Für das gefilterte Quellfeld werden die Partikel-Zufallswerte zunächst per Flächengewichtung auf die Knoten verteilt und anschließend werden wiederum Filteroperationen auf dem kartesischen Gitter entlang der Gitterlinien durchgeführt. Die höchst aufgelöste Wellenzahl ergibt sich aus der räumlichen Auflösung des Hintergrundgitters [76]. Die Frequenzauflösung bei RPM wird durch die Rate des Partikel-Seedings stromauf bestimmt. Folgende Vorteile ergeben sich durch die Verwendung von FRPM anstelle von RPM für die Verbrennungslärm-Vorhersage in technisch relevanten, komplexen Anwendungen:

- **Entkoppelte Analyse beliebiger Quellverteilungen:** Sowohl mit RPM als auch

FRPM können - im Gegensatz zu direkten, voll- oder teilskalenauflösenden Modellen - akustische Größen entkoppelt von hydrodynamischen Schwankungen berechnet werden. Quellfelder können beliebig im Rechengebiet positioniert und somit der Einfluss bestimmter Bereiche auf das gesamte akustische Spektrum akkurat analysiert werden [51]. Die Quellfelderstellung und -handhabung ist in solch einem Anwendungsfall mit FRPM deutlich einfacher als mit dem stromlinienbasierten Ansatz RPM.

- **Erhöhung der Genauigkeit:** Die Filterung der akustischen Quellen erfolgt in RPM durch die Ausführung linearer Filteroperationen auf potentiell gekrümmten Gittern. Hierdurch wird ein Fehler induziert, der in FRPM durch Filterung auf einem orthogonalen Hintergrundgitter vermieden wird.
- **Effizienzsteigerung:** Diese Filterung auf orthogonalen Gittern ermöglicht die Anwendung von effizienten rekursiven Operatoren [236], die im Vergleich zur Anwendung sequenzieller Gauss-Filter eine deutliche Zeitersparnis bedeuten.
- **Verallgemeinerung:** Der Einsatz effizienter Filter ermöglicht die Erweiterung des Algorithmus auf drei räumliche Dimensionen, wohingegen RPM-kombinierte Verfahren zur Verbrennungslärmvorhersage [184, 185, 181] aufgrund ihres hohen Rechenaufwandes bisher nur für ebene Modellierungen Anwendung fanden.
- Durch die Effizienzsteigerung kann volle räumliche und zeitliche Auflösung synthetischer Turbulenz erreicht werden.
- **Erfassung von Rezirkulation:** Dadurch, dass FRPM das Rechengebiet zu Beginn der Simulation homogen mit Partikeln initialisiert, werden auch geschlossene Stromlinien erfasst, was bei RPM durch Partikel-Seeding stromauf des Rechengebiets nicht möglich ist. In technisch relevanten Anwendungsfällen, in denen Rezirkulationsgebiete in Bereichen der Lärmmentstehung auftreten können, ist diese Eigenschaft von FRPM das Hauptargument für die Kopplung mit der Verbrennungslärmanwendung.

3.2.3 Turbulenz-Synthetisierung erster Ordnung

In Abschnitt 3.2.1 wurde die Grundidee von FRPM in analytischer Form vorgestellt. Welche turbulenten Zerfallsprozesse von der Methode abgebildet werden, hängt im Wesentlichen davon ab, wie sich die Zufallswerte der Partikel über die Zeit entwickeln. In Abschnitt 3.2.1 wurde der einfachste Fall vorgestellt: Eingefrorene Turbulenz. Hierbei sind die Partikelwerte zeitunabhängig, äquivalent zu sehr großen turbulenten Zeitskalen ($\tau_T \rightarrow \infty$) [51].

Ein Dekorrelations-Effekt in der Zeit, der dem Effekt des Turbulenz-induzierten Zerfalls entspricht, wird durch Änderung der Partikel-Zufallswerte zu jedem Zeitschritt erreicht. Dies geschieht vor Filterung der Quellen durch die numerische Realisierung stochastischer Langevin-Differentialgleichungen [211, 76]. Diese wurden von Paul Langevin Anfang des 20. Jahrhun-

derts zur Beschreibung Brown'scher Teilchenbewegung eingeführt. Eine Form der Langevin-Gleichung, die hier verwendet wird, lautet

$$\frac{D_0}{Dt}\mathcal{U} = -\frac{1}{\tau_s}\mathcal{U} + \sqrt{\frac{2}{\tau_s}}\xi(\mathbf{x},t). \quad (3.2.5)$$

Gleichung (3.2.5) beschreibt einen Ornstein-Uhlenbeck-Prozess, bestimmt durch einen makroskopischen Anteil mit langsamem Drift-Charakter und einem stochastischen, sogenannten Diffusions-Anteil auf der rechten Seite. Es gilt $D_0/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{u}_0^c \cdot \nabla$. $\xi(\mathbf{x},t)$ repräsentiert weißes Rauschen in Raum und Zeit mit einer statistischen Gauss-Verteilung. Es hat die Eigenschaften

$$\langle \xi(\mathbf{x},t) \rangle = 0, \quad (3.2.6)$$

$$\langle \xi(\mathbf{x},t)\xi(\mathbf{x} + \mathbf{r},t + \tau) \rangle = \delta(\tau)\delta(\mathbf{r}). \quad (3.2.7)$$

Gleichung (3.2.5) realisiert exponentielle Dekorrelation. \mathbf{r} in Gl. (3.2.7) ist die räumliche Separation, die ein Partikel durch Konvektion mit der Hintergrundströmung \mathbf{u}_0^c zurücklegt. Mit der analytischen Lösung von Gl. (3.2.5) kann das realisierte Feld weißen Rauschens als korreliert über

$$\langle \mathcal{U}(\mathbf{x},t)\mathcal{U}(\mathbf{x} + \mathbf{r},t + \tau) \rangle = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{u}_0^c\tau) \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_s}\right). \quad (3.2.8)$$

definiert werden. Aus dem Langevin-Ansatz ergibt sich eine von (F)RPM implizit realisierte Korrelationsfunktion, wenn die Zweipunkt-Korrelation der Quellen aus Gl. (3.2.1) ausgewertet wird,

$$\begin{aligned} \mathcal{R}(\mathbf{x},\mathbf{r},\tau) &= \langle Q(\mathbf{x},t)Q(\mathbf{x} + \mathbf{r},t + \tau) \rangle \\ &= \hat{A}(\mathbf{x})\hat{A}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \int \int \mathcal{G}(\mathbf{x} - \mathbf{x}')\mathcal{G}(\mathbf{x} + \mathbf{r} - \mathbf{x}'')\langle \mathcal{U}(\mathbf{x}',t)\mathcal{U}(\mathbf{x}'',t + \tau) \rangle d^n\mathbf{x}'d^n\mathbf{x}''. \end{aligned} \quad (3.2.9)$$

Der räumliche Filter-Kernel \mathcal{G} ist weiterhin eine Funktion der lokalen turbulenten Längenskala. Durch direkte Verwendung des Zusammenhangs in Gl. (3.2.8) ergibt sich

$$\mathcal{R}(\mathbf{x},\mathbf{r},\tau) = \hat{A}(\mathbf{x})\hat{A}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_s}\right) \int \int \mathcal{G}(\mathbf{x} - \mathbf{x}')\mathcal{G}(\mathbf{x} + \mathbf{r} - \mathbf{x}'')\delta(\mathbf{x}'' - \mathbf{x}' - \mathbf{u}_0^c\tau)d^n\mathbf{x}'d^n\mathbf{x}''. \quad (3.2.10)$$

Gleichung (3.2.10) wird dann unter Ausnutzung der Eigenschaften der Delta-Funktion integriert [181]. Die resultierende Korrelationsfunktion hat zwei Einflussfaktoren. Zum Einen die Beschaffenheit des verwendeten räumlichen Filters und zum Anderen den zugrunde liegenden Dekorrelationsmechanismus, der hier durch Gl. (3.2.5) gegeben ist. Annahmen für die Formulierung der Korrelationsfunktion sind weiterhin langsam variierende Längenskalen sowie, dass die lokale Amplitude nur eine schwache Funktion der räumlichen Separation ist, $\hat{A}(\mathbf{x})\hat{A}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \simeq \hat{A}(\mathbf{x})^2$.

Die (F)RPM inhärente Korrelationsfunktion ergibt sich zu

$$\mathcal{R}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, \tau) = \langle Q(\mathbf{x}, t) Q(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t + \tau) \rangle = \hat{R}(\mathbf{x}) \exp \left(-\frac{|\tau|}{\tau_s} - \frac{\pi}{4l_s^2(\mathbf{x})} |\mathbf{r} - \mathbf{u}_0^c \tau|^2 \right). \quad (3.2.11)$$

Quellvarianz \hat{R} und Amplitude \hat{A} stehen über

$$\hat{R} = \langle Q(\mathbf{x}, t)^2 \rangle = \hat{A}(\mathbf{x})^2 l_s^n \quad (3.2.12)$$

in Beziehung.

3.2.4 Turbulenz-Synthetisierung zweiter Ordnung

In Abschnitt 3.2.3 wurde ein Ansatz erster Ordnung zur Berücksichtigung turbulenter Dynamiken im hybriden Ansatz (F)RPM-CN über die Beziehungen Gl. (3.2.5), Gl. (3.2.6) und Gl. (3.2.7) vorgestellt. Hierbei handelt es sich um eine Methode mit einer Differentialgleichung mit Gauss-verteilter stochastischer Anregung, was in einem Ornstein-Uhlenbeck-Prozess mit der Korrelation Gl. (3.2.11) resultiert. Die Zufallswerte aus der stochastischen Differentialgleichung sind in sich unkorreliert und ändern sich zu jedem Zeitschritt. Dies führt zu einer Unstetigkeit in der resultierenden Korrelationsfunktion (Gl. (3.2.11)) für sehr kleine zeitliche Separationen [236]. Eine Abschätzung der analytischen Einhüllenden der Korrelationsfunktion bei kleiner zeitlicher Separation ist nach Siefert et al. [236] $R(\tau) = \exp(-|\tau|/\tau_s) \approx 1 - \tau/\tau_s$, wie in Abbildung 3.2.2a dargestellt ist. Speziell für die Anwendung auf Verbrennungslärm ist diese Eigenschaft der (F)RPM-Methode mit Dekorrelation problematisch. Insbesondere bei stark unterschiedlichen Zeitskalen kann numerisch induzierter Hochfrequenz-Lärm [105, 104] auftreten.

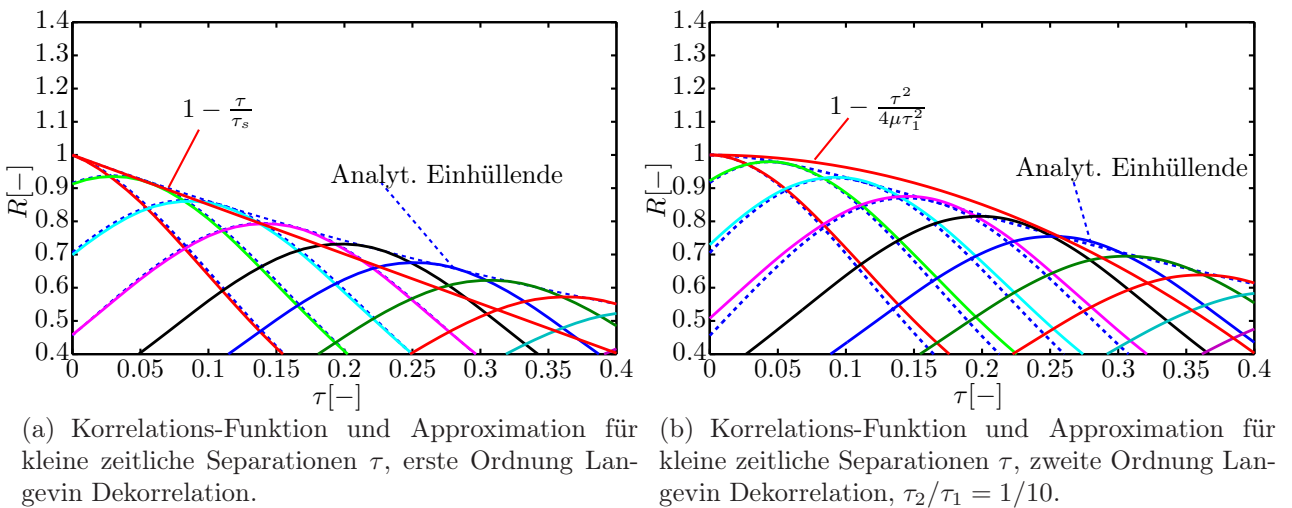


Abbildung 3.2.2: Beispielhafte Kreuz-Korrelations-Funktion eines fluktuierenden Quellsignals mit (a) erster Ordnung Langevin und (b) zweiter Ordnung Langevin Dekorrelation und die jeweilige Approximation für kleine zeitliche Separation.

Dieses Problem wird durch die Kopplung des FRPM-CN-Modells mit einem zweite Ordnung Langevin-Ansatz, wie er von Siefert und Ewert [236] und in ähnlicher Form von Dieste et al. [52]

im Kontext von Breitband-Fan-Lärm eingeführt wurde, gelöst. Diese direkte Erweiterung des Modells erster Ordnung entstammt der Idee, dass der unkorrelierte Gauss'sche Anregungsterm mit in sich korreliertem Rauschen, also einem inneren stochastischen Prozess, ersetzt wird. Dieser Kaskadenprozess kann formal beschrieben werden durch [236]

$$\frac{D_0}{Dt}\mathcal{U} = -\frac{1}{\tau_1}\mathcal{U} + \sqrt{\frac{1}{\tau_1}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)}\mathcal{V}, \quad (3.2.13)$$

$$\frac{D_0}{Dt}\mathcal{V} = -\frac{1}{\tau_2}\mathcal{V} + \sqrt{\frac{2}{\tau_2}}\xi(\mathbf{x},t), \quad (3.2.14)$$

wobei der Diffusionsterm in Gl. (3.2.14) wieder Gauss-verteilt angeregt wird. Dieser hat die Eigenschaften, die durch Gl. (3.2.6) und Gl. (3.2.7) in Abschnitt 3.2.3 definiert wurden.

Bei genauer Betrachtung der Gleichungen (3.2.13) und (3.2.14) wird deutlich, dass beiden Prozessen jeweils eine Zeitskala zugeordnet ist. Mit geeigneter Wahl der Zeitskala τ_2 des inneren Prozesses (Gl. (3.2.13)) kann die Korrelationsfunktion der Methode (F)RPM-CN für sehr kleine Separationszeiten abgeflacht werden, wie in Abbildung 3.2.2b verdeutlicht ist. Die Approximation nahe des Ursprungs wird zu $R(\tau) \approx 1 - \tau^2/(4\tau_1\tau_2)$. Durch diese Regulierung des Prozesses auf Ebene eines turbulenten Mikro-Maßes wird die Unstetigkeit der Korrelation am Ursprung vermieden. Die Methode neigt nicht mehr zur Produktion unphysikalischen, hochfrequenten Rauschens.

τ_1 , die Zeitskala die dem äußeren Prozess zugeordnet ist, ist die integrale turbulente Zeitskala aus der CFD-RANS. τ_2 wird durch Angabe des Verhältnisses aus innerer und äußerer Zeitskala $\mu = \tau_2/\tau_1$ spezifiziert. In der praktischen Anwendung gilt, dass der innere Prozess zeitlich ausreichend durch den Simulationszeitschritt diskretisiert werden muss. Dadurch ergibt sich ein zweiter zusätzlicher Simulationsparameter $\tau_2/\Delta t$.

Um die Auswirkung der Verwendung eines Kaskaden-Prozesses zu verdeutlichen, sind in Abbildung 3.2.3 fluktuierende Signale rekonstruierter Schallquellen mit verschiedenen Verhältnissen von Prozess-Zeitskalen dargestellt. Bei diesem Beispiel wird im Quellgebiet eine konstante integrale Längen- sowie Zeitskala angenommen sowie konstante Quellkonvektionsgeschwindigkeit in horizontaler Richtung.

Ein sehr kleines Zeitskalenverhältnis μ bedeutet, dass das Langevin-Modell zweiter Ordnung in das Modell erster Ordnung übergeht. Je gewichtiger die Zeitskala des inneren Prozesses wird, desto glatter wird das Quellsignal. Dementsprechend werden hierdurch indirekt hochfrequente Fluktuationen gedämpft. Wichtig dabei, dass es sich um einen Steuerungsmechanismus für turbulente Fluktuationen auf Ebene eines Taylor-Mikromaßes handelt. Das Problem unphysikalischer hochfrequenter Anteile durch den unstetigen Prozess wird bereits mit einem sehr kleinen Zeitskalenverhältnis μ behoben. Das verschachtelte Langevin-Modell bringt also zwei neue Aspekte mit sich, die gegenseitig nicht korreliert sind. Die Rechenzeit bleibt nahezu konstant im Vergleich zur Verwendung des Modells erster Ordnung. Die genaue Einstellung der Parameter im Anwendungsfall, insbesondere die Auswirkungen auf Druckspektren, werden im

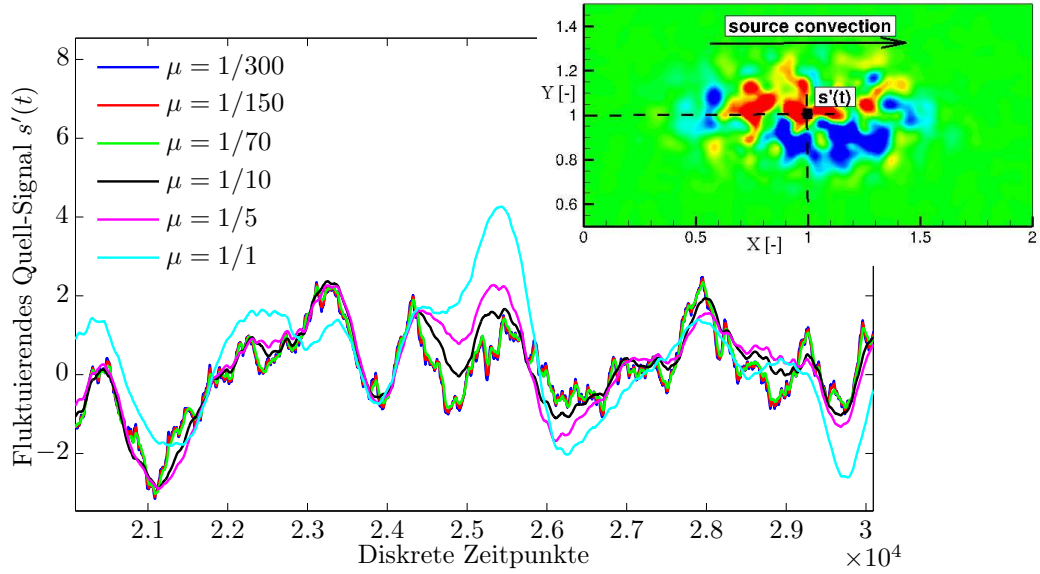


Abbildung 3.2.3: Zeitaufgelöstes Quell-Signal für verschiedene Zeitskalen-Verhältnisse des stochastischen Prozesses mit zweiter Ordnung Langevin Dekorrelations-Modell, $\mu = \tau_2/\tau_1$.

Rahmen der Validierungsrechnungen behandelt.

Ein modifiziertes Konzept für die Synthetisierung turbulenten Zerfalls bedeutet eine modifizierte Korrelationsfunktion im Vergleich zu Gl. (3.2.11). Dies wird im Vergleich der Abbildungen 3.2.2a und 3.2.2b deutlich. Die räumliche Dekorrelation bleibt durch Verwendung des Langevin Modells zweiter Ordnung nach Siefert et al. [236] gleich. Die Komponente, die Dekorrelation in der Zeit beschreibt, wird zu

$$R_\tau(\tau) = \frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} \left[\exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_1}\right) - \frac{\tau_2}{\tau_1} \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_2}\right) \right]. \quad (3.2.15)$$

An Gl. (3.2.15) lässt sich sehr anschaulich der Grenzfall dominanter Primärzeitskalen zeigen: Eine im Vergleich zu τ_1 kleine innere Zeitskala $\tau_2 \rightarrow 0$ führt auf die zeitliche Dekorrelation des einfachen Langevin-Modells, $\exp(-|\tau|/\tau_1)$.

3.3 Verbrennungslärm-Vorhersage

Sowohl RPM als auch FRPM finden in vielfältigen Breitband-akustischen Anwendungen Einsatz. Im Fall von Verbrennungslärm gilt es, die Ursache der Lärmentstehung bei Verbrennung abzubilden. Der Quellrekonstruktionsalgorithmus (F)RPM muss im nächsten Schritt also mit einer physikalischen Quellterm-Formulierung kombiniert werden. Das physikalische Quellmodell wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

3.3.1 Das physikalische Quellmodell

Das physikalische Quellmodell, das im Rahmen dieser Arbeit verwendet wird, wurde von Mühlbauer et al. [184] aus fundamentalen Zusammenhängen für Verbrennungssysteme mit starken lokalen Dichte- und Strömungsgradienten abgeleitet. Da die vollständige Beschreibung der Her-

leitung bei Mühlbauer et al. [184] ausführlich beschrieben ist, werden die Zusammenhänge hier in verkürzter Form dargestellt.

Eine Druck-Dichte-Beziehung mit einer allgemeinen Formulierung der RHS-Terme ist der Ausgangspunkt,

$$\frac{1}{c^2} \frac{Dp}{Dt} = \frac{D\rho}{Dt} + \rho\Phi, \quad (3.3.1)$$

mit dem Quellterm Φ . Gleichung (3.3.1) wird so umgeformt, dass sie äquivalent zur Druckgleichung der linearisierten Euler Gleichungen ist. Im Rahmen dieser Operationen ergibt sich eine spezifische Umformungs-Vorschrift für Φ . Anschließend wird für Φ eine explizite Quellterm-Formulierung nach Candel et al. [32] gewählt,

$$\Phi = \frac{\dot{Q}}{\rho c_p T} + M \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{M} \right) + \frac{1}{\rho c_p T} \left[\nabla \cdot \lambda \nabla T + \boldsymbol{\tau}_\tau : \nabla \mathbf{u} - \sum_{\alpha=1}^N \rho Y_\alpha c_{p,\alpha} \mathbf{V}_\alpha^D \cdot \nabla T \right]. \quad (3.3.2)$$

c_p, T, M sind die Wärmekapazität bei konstantem Druck, die Temperatur, die mittleren molaren Masse. $\lambda, \boldsymbol{\tau}_\tau, \mathbf{u}$ sind die Wärmeleitfähigkeit, der Spannungstensor und die Geschwindigkeit des Gemisches. Y_α und \mathbf{V}_α^D bedeuten Massenbruch und Diffusionsgeschwindigkeit der Komponente α mit insgesamt N_α Komponenten. Bevor die Umformungsregel, die sich aus Transformation von Gl. (3.3.1) ergibt, angewandt wird, wird die Quelltermformulierung Gl. (3.3.2) entsprechend der folgenden Schritte angepasst.

Die Wärmefreisetzungsrate \dot{Q} wird mithilfe der Energiegleichung in der Form

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \dot{Q} + \frac{Dp}{Dt} + \boldsymbol{\tau}_\tau : \nabla \mathbf{u} - \nabla \cdot \mathbf{J}^H. \quad (3.3.3)$$

durch einen Ausdruck, der in Beziehung mit der Temperatur steht, ersetzt. In Gl. (3.3.3) ist \mathbf{J}^H die Wärmediffusion. Für die vollständige Quelltermformulierung der Druck-Dichte-Beziehung Gl. (3.3.1) folgt

$$\Phi = \frac{1}{T} \frac{DT}{Dt} - \frac{1}{\rho c_p T} \frac{Dp}{Dt} + M \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{M} \right). \quad (3.3.4)$$

Der zweite Term auf der rechten Seite von Gl. (3.3.4) ist mit Lärm assoziiert, der durch lokale Fluktuationen der Geschwindigkeit in hochturbulenten Strömungen bei hohen Mach-Zahlen entsteht. Dieses Phänomen wurde von Tam & Auriault [257] modelliert. Tam & Auriault untersuchten eine umfangreiche Datenbasis zur Schallabstrahlung von kalten Jetströmungen bei hohen Mach-Zahlen und entwickelten daraus ein semi-empirisches Modell. Für die Verbrennungslärm-Anwendungen mit typischerweise sehr niedrigen Mach-Zahlen wird dieser, rein turbulenz-bezogene Lärmanteil vernachlässigt [253]. Der erste Term der rechten Seite von Gl. (3.3.4) wird für reagierende Strömungen als dominant angenommen, da dieser die zeitliche Änderung der Temperatur beschreibt und diese direkt mit der instationären Wärmefreisetzung im Zusammenhang steht. Diese ist die dominante Verbrennungslärmquelle [132, 32]. Der dritte Term kann vernachlässigt werden, wenn das Molekulargewicht des Brennstoff-Luft-Produkts als näherungsweise konstant angenommen wird, was auf die meisten technisch relevanten Anwen-

dungen in Brennkammersystemen zutrifft [32]. Dennoch haben Mühlbauer et al. [184] zunächst den vollständigen Quellterm ausformuliert zu

$$\begin{aligned}
 q_p \simeq & \bar{\gamma} \bar{\rho} R'' \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \tilde{T} + \bar{\gamma} \bar{\rho} \tilde{R} \frac{\tilde{D}T''}{Dt} + \bar{\gamma} \rho' \tilde{R} \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \tilde{T} - (\bar{\gamma} - 1) \frac{\tilde{D}p''}{Dt} \\
 & + \bar{\gamma} R_m \left(\bar{\rho} T'' + \rho' \tilde{T} \right) \sum \frac{1}{M_k} \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \tilde{Y}_\alpha + \bar{\gamma} R_m \bar{\rho} \tilde{T} \sum \frac{1}{M_\alpha} \frac{\tilde{D}Y_\alpha''}{Dt}.
 \end{aligned} \tag{3.3.5}$$

Die q_p -Notation deutet an, dass die Formulierung in Gl. (3.3.5) aus der rechte-Hand-Seite Umformungsregel kommt, die für den generalisierten Quellterm aus Gl. (3.3.1) folgt, wenn man diese in die Form der Druckgleichung der linearisierten Euler Gleichungen überführt. \sim bedeutet Favre-Mittelung. Die auf Φ aus Gl. (3.3.1) angewandten Operationen sind $q_p = (\gamma p \Phi)' = \gamma p \Phi - \overline{\gamma p \Phi}$ und eine Triple-Dekomposition $(\rho ab)' = \bar{\rho} a'' \tilde{b} + \bar{\rho} \tilde{a} b'' + \rho' \tilde{a} \tilde{b}$. Schließlich gelten für Gl. (3.3.5) die eben genannten Vereinfachungen iso-molarer Verbrennung und Strömung mit niedriger Machzahl. Es folgt

$$q_p \simeq \bar{\gamma} \bar{\rho} \tilde{R} \frac{\tilde{D}T''}{Dt} + \bar{\gamma} \rho' \tilde{R} \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \tilde{T} \tag{3.3.6}$$

Für die finale Quelltermformulierung ist die Annahme enthalten, dass die räumliche Änderung der mittleren Temperatur klein ist im Vergleich zur lokalen Änderung turbulenter Temperaturschwankungen. Der resultierende, mit (F)RPM zu modellierende Verbrennungslärm-Monopol-Quellterm ist Temperaturvarianz-basiert und folgt zu

$$q_p = \frac{\gamma \bar{p}}{\tilde{T}} \frac{\tilde{D}T''}{Dt}, \tag{3.3.7}$$

mit $\bar{\gamma} \approx \gamma$.

3.3.2 Das akustische Modell

Es bleibt zu klären, welche Größen im Gesamtkontext effektiv zur Quellrekonstruktion verwendet werden und wie die Schallausbreitung modelliert wird. Die physikalischen Zweipunkt-Korrelationen des Verbrennungslärm-Quellterms in Gl. (3.3.7) sind nicht bekannt und werden daher mit der (F)RPM-inhärenten Korrelationsfunktion, Gl. (3.2.11), behandelt,

$$\mathcal{R}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, \tau) = \langle Q(\mathbf{x}, t) Q(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t + \tau) \rangle = \left\langle \frac{\tilde{D}T''}{Dt}(\mathbf{x}, t) \frac{\tilde{D}T''}{Dt}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t + \tau) \right\rangle. \tag{3.3.8}$$

Die Amplitudenskalierung, \hat{R} , die sich für verschwindende räumliche und zeitliche Separation ergibt, wird ähnlich wie bei Tam & Auriault [257] behandelt, hier aber für die Temperaturvarianz-Formulierung zu

$$\hat{R} = \frac{\widetilde{T''^2}}{c_q^2 \tau_T^2} \quad \text{and} \quad \hat{A} = \frac{1}{c_q \tau_T} \sqrt{\frac{\widetilde{T''^2}}{l_T^n}}. \tag{3.3.9}$$

Die turbulenten Längen- und Zeitskalen l_T und τ_T werden aus vorangehenden CFD-RANS Rechnungen bestimmt. Diese erhalten jeweils eine zusätzliche Kalibrierungskonstante, welche je nach Anwendungsfall angepasst werden kann,

$$l_T = c_{Tl} \frac{k^{3/2}}{\epsilon} = c_{Tl} \frac{k^{1/2}}{C_\mu \omega} \quad \text{und} \quad \tau_T = c_{T\tau} \frac{k}{\epsilon} = c_{T\tau} \frac{1}{C_\mu \omega}. \quad (3.3.10)$$

Index T heißt turbulenz-bezogene Fluktuationen der Temperatur, die allgemeinen Gleichungen zur statistischen Lärmtheorie aus Abschnitt 3.1 und FRPM aus Abschnitt 3.2 sind mit dem Index s notiert. Die Feldlösung für die Temperaturvarianz wird aus CFD-RANS Simulationen mit einer zusätzlichen Transportgleichung bestimmt [181, 98],

$$\frac{\partial \widetilde{T''^2}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \widetilde{T''^2}) = \nabla \cdot \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \nabla \widetilde{T''^2} \right] + \frac{c_{prod}}{\bar{\rho}} \frac{\mu_t}{Pr_t} (\nabla T)^2 - c_{diss} \frac{\epsilon}{k} \widetilde{T''^2}, \quad (3.3.11)$$

mit $c_{prod} = 2.0$ und $c_{diss} = 2.0$. Schallausbreitung in der auf die CFD aufbauenden CCA-Simulation wird über die linearisierten Euler Gleichungen simuliert,

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \rho' + \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{\rho} + \bar{\rho} \nabla \cdot \mathbf{u}' + \rho' \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0 \quad (3.3.12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + (\tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \mathbf{u}' + (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \tilde{\mathbf{u}} + \frac{\nabla p'}{\bar{\rho}} - \frac{\nabla \bar{p} \rho'}{\bar{\rho}^2} = \mathbf{0} \quad (3.3.13)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla p' + \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{p} + \gamma \bar{p} \nabla \cdot \mathbf{u}' + \gamma p' \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = q_p. \quad (3.3.14)$$

Mittlere Strömungsgrößen werden als Feldlösung aus der CFD-RANS Simulation übergeben. Im Rahmen der Validierung der Methode anhand komplexer Brennkammer-Anwendungen wird aus Stabilitätsgründen ein modifiziertes Set der linearisierten Euler-Gleichungen verwendet. Die Terme mit Gradienten der mittleren Strömungsgrößen werden vernachlässigt, da diese zur Entstehung und Propagation von unphysikalischen Instabilitäten in den CCA-Simulationen beitragen. Dies kann die Lösung stark beeinträchtigen, da in Bereichen mit starken Strömungs- und Dichtegradienten unphysikalische, hochfrequente Störungen entstehen können, die über die Zeit exponentiell anwachsen. In solchen Fällen werden daher die - im Folgenden modifizierte linearisierte Euler-Gleichungen genannten - Beziehungen zu

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \rho' + \bar{\rho} \nabla \cdot \mathbf{u}' = 0, \quad (3.3.15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + (\tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \mathbf{u}' + \frac{\nabla p'}{\bar{\rho}} = \mathbf{0}, \quad (3.3.16)$$

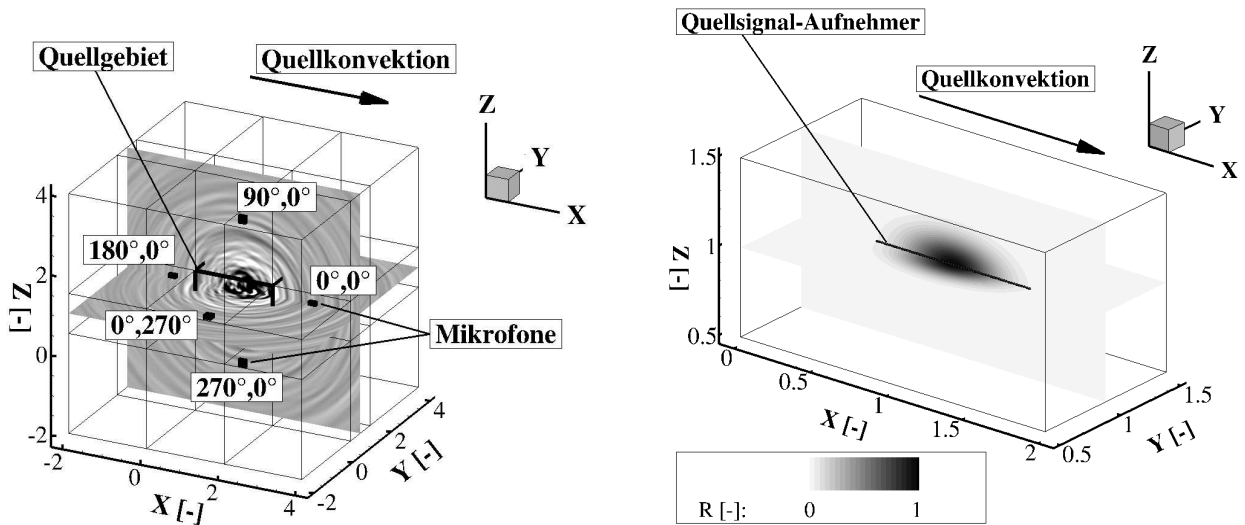
$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla p' + \gamma \bar{p} \nabla \cdot \mathbf{u}' = q_p. \quad (3.3.17)$$

4 Verifikation von FRPM-CN

Zur Verifikation von FRPM-CN wurde ein generischer Testfall von Ewert et al. [79] verwendet. Hierbei können verschiedene Aspekte der Methode der Verbrennungslärm-Vorhersage für Monopol-Quellen betrachtet und separat verifiziert werden.

4.1 Das Testproblem

Der Aufbau des Testfalls ist in Abb. 4.1.1 dargestellt und behandelt ein generisches Quellfeld mit vorgegebenen Varianz- und Quellstatistiken und einem Rechengebiet homogener Hintergrundströmung. Hiermit können sowohl die modellierte Schallausbreitung, als auch die Quellrekonstruktion anhand definierter Eingangsparameter separat verifiziert werden. Sowohl die 2D-, als auch die 3D-Implementierung von FRPM-CN werden behandelt. Der zweidimensiona-



(a) Rechengebiet mit 3D-Blocking und akustischen Druckaufnehmern. In Grauskalen: Instantan-Verteilung des akustischen Drucks.

(b) Akustisches Quellgebiet mit Position der Mikrofone für das fluktuierende Quellsignal.

Abbildung 4.1.1: 3D Setup des Verifikations-Testfalls.

le Aufbau des Tests ist in der Literatur [79, 105] beschrieben. Da PIANO in dimensionslosen Größen rechnet, sind Setup und Ergebnisse in dimensionsloser Notation beschrieben. Referenzgrößen können der Nomenklatur entnommen werden. Das kubische Rechengebiet besteht aus 27 Blöcken mit einem akustischen Quellfeld im zentralen Block. Das Quellvarianz-Profil hat die Form

$$\hat{R}(\mathbf{x}) = \exp \left(-\frac{|x - a_1|^2}{2b_1^2} - \frac{|y - a_2|^2}{2b_2^2} - \frac{|z - a_3|^2}{2b_3^2} \right), \quad (4.1.1)$$

mit $\mathbf{a} = (a_1, a_2, a_3)^T = (1.0, 1.0, 1.0)^T$ und $\mathbf{b} = (0.2, 0.1, 0.1)^T$. Das Rechengebiet besteht aus einem blockstrukturierten Gitter mit quaderförmigen Zellen in $x, y, z \in [-2; 4]$. Schallausbreitung wird über ein *Dispersion Relation Preserving* Schema von Tam & Webb [260] modelliert. Das Rechengebiet ist in allen Richtungen mit Fernfeld-Abstrahl-Randbedingungen nach Tam & Webb [260] begrenzt. Fortschreiten in der Zeit wird über ein *low-dissipation, low-dispersion* Vierschritt Runge-Kutta Verfahren [113] realisiert.

Das Gitter, auf dem die Schallausbreitung modelliert wird, ist im akustischen Nahfeld mit dem FRPM-Hintergrundgitter für die Quellen deckungsgleich, somit muss hier keine zusätzliche Interpolation der Quellen erfolgen. Die kleinste aufgelöste dimensionslose Längenskala ist $l_T = 0.05$, mit vier diskreten Punkten pro Länge. Im akustischen Fernfeld ist die räumliche Auflösung mit sieben Punkten pro Wellenlänge $f = 10^1$. Der dimensionslose Zeitschritt des Referenzfalls ist $\Delta t = 10^{-2}$. Druckspektren werden aus $N_{3D} = 2 \cdot 10^4$ ($N_{2D} = 2.5 \cdot 10^6$) Zeitschritten bestimmt.

Die räumlichen Ausdehnungen des akustischen Quellfelds sind $x \in [0; 2]$, $y \in [0.5; 1.5]$ und $z \in [0.5; 1.5]$. Das Quellfeld wird mit $432 \cdot 10^3$ Elementen und 4.63 Partikeln pro Zelle diskretisiert. Die Realisierung der lokalen Einpunkt-Statistiken mit FRPM werden in separaten Rechnungen mit $N = 2 \cdot 10^5$ Zeitschritten überprüft. Sechs Mikrofone für den akustischen Druck sind konzentrisch um das Quellfeld positioniert, vier davon in der xy -Ebene mit einem Radius $R = 1.8$. Die Mikrofone sind gleichmäßig in Umfangsrichtung verteilt und die Referenzposition ist P1 bei $[2.8; 1; 1]$. Die Positionen der Mikrofone außerhalb der xy -Ebene, die wie in Abb. 4.1.1a mit $\varphi \neq 0^\circ$ gekennzeichnet sind, liegen auf P5 $[1; 1; 2.8]$ und P6 $[1; 1; 0.8]$.

Zeitlich aufgelöste Quellfluktuationen werden auf 31 Positionen ausgewertet, die in x -Richtung entlang $y = z = \text{const.} = 1$ liegen. Der Stromauf-Referenzpunkt ist C1 $[1; 1; 1]$. Jeder stromab Punkt ist in x um $\Delta x = 0.1/6$ verschoben. Untersucht werden die Betriebspunkte aus Tabelle 4.1. Für Untersuchungen mit dem Langevin-Modell zweiter Ordnung aus Abschnitt 3.2.4

Tabelle 4.1: Untersuchte Testfälle, Längen- und Zeitskalenvariationen nach Ewert et al. [79].
Getestet werden jeweils 2D und 3D Betriebspfälle.

Bezeichnung	M_c	τ_T	l_T	Bezeichnung	M_c	$\tau_{T,1}$	$\tau_{T,2}$	l_T
Set1	0.1	0.67	0.05	Set1, s.o.L.	0.1	0.67	0.067	0.05
Set2	0.3	0.67	0.10	Set2, s.o.L.	0.3	0.67	0.067	0.1
Set3	0.1	0.29	0.05	Set3, s.o.L.	0.1	0.29	0.029	0.05

werden Verhältnisse turbulenter Zeitskalen von $\mu = \tau_2/\tau_1 = 1/70$ und $\mu = 1/10$ betrachtet. Da Untersuchungen für das zweite-Ordnung Langevin Modell der Grenzfall zum Modell erster Ordnung sind, werden diese Ergebnisse nicht explizit gezeigt. Die Testbedingungen aus Tabelle 4.1 sind angelehnt an Verifikations-Studien zum Vorhersagemodell für kalten Strahlärm. Da in Verbrennungsregimes deutlich geringere Konvektionsgeschwindigkeiten der akustischen Quellen vorliegen, sind diese angepasst für niedrigere Mach-Zahlen.

Um die Herleitung der analytischen Vergleichsspektren zu erleichtern, werden drei Vereinfachungen getroffen:

- Quellkonvektion in ausschließlich Hauptströmungsrichtung bei ruhendem Hintergrundmedium,
- konstante Längen- und Zeitskalen auf dem Quellgebiet
- und ein Wert für den Quellterm-Vorfaktor in Gl. (3.3.7), $\gamma\bar{p}/T = 1$.

In den folgenden drei Abschnitten werden das Gleichungssystem der analytischen Vergleichslösungen in 2D und 3D, sowie Diskussionen der Eigenschaften der Lösungen vorgestellt.

4.2 Analytische Referenzlösungen

Die folgenden Gleichungen sind entweder dem theoretischen Rahmengerüst von FRPM nach Ewert et al. [76] oder der Herleitung für Fernfeld-Spektren unter generischen Testbedingungen nach Ewert et al. [79] entnommen. Die Zusammenhänge wurden ursprünglich für die Anwendung auf Probleme mit Strömungslärm entwickelt. Um die Anwendung auf Verbrennungslärm zu kennzeichnen, sind die Indizes der Turbulenzgrößen mit T versehen. Die Gleichungen werden mit Kennzeichnung der räumlichen Dimension durch n dargestellt. Umrahmte Komponenten einzelner Gleichungen sind nur für den allgemeineren 3D-Fall relevant.

Die Grundidee des theoretischen “Prüfstands“ aus Abschnitt 4.1 ist es, drei Aspekte von FRPM-CN separiert voneinander verifizieren zu können. Diese sind

- Reproduktionsfähigkeit lokaler Einpunkt-Statistiken, der lokalen Quellvarianz,
- Reproduktionsfähigkeit lokaler Zweipunkt-Statistiken, der Quell-Zweipunkt-Korrelationen
- Vorhersagequalität von Druckspektren im akustischen Fernfeld.

4.2.1 Gleichungen für turbulenten Zerfall erster Ordnung

Einpunkt-Statistiken werden über Profile der lokalen Quellvarianz geprüft, die sich über die Quellvarianz für verschwindende Separationszeit und -distanz

$$\hat{R} = \frac{\widetilde{T'^2}}{c_q^2 \tau_T^2} \quad (4.2.1)$$

definieren lassen. Gl. (4.2.1) beschreibt gleichzeitig die Amplitudenskalierung aus der Korrelationsfunktion, gegen welche lokale Zweipunkt-Statistiken evaluiert werden,

$$\left\langle \frac{Dq_T(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_T(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle = \hat{R} \exp \left\{ -\frac{|\tau|}{\tau_T} - \frac{\ln 2}{l_T^2} \left((r_1 - u\tau)^2 + r_2^2 + \underbrace{r_3^2}_{3D} \right) \right\}. \quad (4.2.2)$$

Gleichung (4.2.2) entspricht weitestgehend der Korrelationsfunktion, wie sie von Tam & Auriault für das Modell kalten Strahlärms vorgeschlagen wurde [257]. Da die FRPM-inhärente

Korrelation eine unterschiedliche Längenskalen-Behandlung aufweist (Gl. (3.2.11)) und die Herleitung der analytischen Vergleichsspektren auf der Tam & Auriault Formulierung aufbaut, müssen FRPM-CN Vergleichsrechnungen mit einer Skalierung

$$\hat{A} = \left(\frac{4 \ln 2}{\pi} \right)^{\frac{n}{4}} \cdot \sqrt{\frac{\hat{R}}{l_T^n}} \quad (4.2.3)$$

durchgeführt werden [195]. Der Ausdruck für Fernfeldspektren mit dem Langevin Modell erster Ordnung ist

$$\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = 2 \left(\frac{\pi}{\ln(2)} \right)^{\frac{n}{2}} \int_{V_T^n} \hat{R} \tau_T l_T^n \left| \hat{G}_{a,nD}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \right|^2 \frac{\exp \left[-\frac{\omega^2 l_T^2}{4 \ln(2) c_0^2} \right]}{1 + \omega^2 \tau_T^2 (1 - M_c \cos \theta)^2} d^n \mathbf{x}. \quad (4.2.4)$$

Die Herleitung der Gl. (4.2.4) ist im Anhang beschrieben und beinhaltet die in Abschnitt 4.1 eingeführten Vereinfachungen. Die Interpretation von Gl. (4.2.4) ist, dass Fernfeldspektren des akustischen Drucks \hat{S} an beliebigen Beobachterpositionen \mathbf{x}_1 für beliebige Frequenzen ω aus dem Integral verschiedener Größen über das akustische Quellfeld V_T mit den Koordinaten \mathbf{x} gewonnen werden können. Die Green'sche Funktion $G_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)$ ergibt die sich aus dem adjungierte Gleichungssatz der linearisierten Grundgleichungen. Sie stellt die Verbindung zwischen Quelle im Nahfeld und Beobachter im Fernfeld über dem jeweiligen Problem zugeordnete Feldlösung bereit. θ ist der Winkel zwischen Hauptkonvektionsrichtung der Quellen und dem Quelle-Beobachter-Vektor. Diese geometrische Größe spielt eine wesentliche Rolle für die resultierenden Spektren.

4.2.2 Gleichungen für turbulenten Zerfall zweiter Ordnung

Die analytische Lösung der Langevin-Gleichungen bestimmt die durch FRPM realisierte Korrelationsfunktion mit. Für die Untersuchungen mit dem Langevin-Modell zweiter Ordnung wird die Beziehung

$$\left\langle \frac{Dq_T(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_T(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle = \frac{\hat{R}}{1 - \mu} \left[\exp \left(-\frac{|\tau|}{\tau_1} \right) - \mu \exp \left(\frac{|\tau|}{\tau_2} \right) \right] \exp \left\{ -\frac{\ln 2}{l_T^2} \left((r_1 - u\tau)^2 + r_2^2 + \underbrace{r_3^2}_{3D} \right) \right\}, \quad (4.2.5)$$

angesetzt. $\mu = \tau_2/\tau_1$ ist das Verhältnis aus Zeitskalen des inneren und äußeren stochastischen Prozesses. τ_1 ist äquivalent zum integralen turbulenten Zeitmaß. Der entsprechende Ausdruck

für das Fernfeldspektrum ergibt sich zu

$$\boxed{\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = 2 \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right)^{n/2} \int_{V_T^n} \frac{(1 + \mu) \hat{R} \tau_1 l_T^n |\hat{G}_{a,nD}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 \exp \left[-\frac{\omega^2 l_T^2}{4 \ln(2) c_0^2} \right]}{1 + \omega^2 \tau_1^2 (1 + \mu^2) (1 - M_c \cos \theta)^2 + \omega^4 \tau_1^4 \mu^2 (1 - M_c \cos \theta)^4} d^n \mathbf{x}.}$$
(4.2.6)

4.2.3 Fundamentallösungen zwischen Nah- und Fernfeld

Die Spezifikation der Green'schen Funktionen in den Beziehungen Gl. (4.2.4) und Gl. (4.2.6) ist wie folgt. Über die Annahme eines ruhenden Hintergrundmediums können diese über die Wellengleichung ermittelt werden [79, 48],

$$G_{a,2D}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) = -\frac{\omega}{4c_0^2} H_0^{(1)} \left(\frac{\omega}{c_0} |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}| \right). \quad (4.2.7)$$

Weiterhin gilt

$$\left| \hat{G}_{a,2D}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \right|^2 = \frac{\omega^2}{16c_0^4} \left[J_0^2 \left(\frac{\omega}{c_0} |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}| \right) + Y_0^2 \left(\frac{\omega}{c_0} |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}| \right) \right]. \quad (4.2.8)$$

Die Beschaffenheit der Feldlösung der Green'schen Funktionen, die ebenfalls auf dem Quellgebiet ausgewertet werden, sind in Abschnitt 4.3 diskutiert. Diese setzen sich in 2D aus Besselfunktionen erster J_0 und zweiter Gattung Y_0 oder der Besselfunktion dritter Gattung H_0 , der sogenannten Hankel-Funktion zusammen. Diese lässt sich linear aus den Funktionen erster und zweiter Gattung kombinieren. Diese Lösungsfunktionen der Bessel'schen Differentialgleichung haben als Argument jeweils den Abstand zwischen Beobachter \mathbf{x}_1 und Quellfeldposition \mathbf{x} , also $|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|$. Der hochgestellte Index $H_0^{(1)}$ zeigt die Linearkombination $J_0 + i \cdot Y_0$ an. $H_0^{(2)}$ wäre das adjungierte Gegenstück hierzu. Die Fundamentallösung der Wellengleichung in 3D wird zu

$$\hat{G}_{a,3D}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) = -\frac{i\omega \exp(ik|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|)}{c_0^2 4\pi |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|}. \quad (4.2.9)$$

$k = \omega/c_0$ ist die Wellenzahl und es gilt weiterhin

$$|\hat{G}_{a,3D}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 = \frac{\omega^2}{16\pi^2 c_0^4 |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|^2}. \quad (4.2.10)$$

In Abschnitt 4.3 werden wichtige Eigenschaften der eben vorgestellten Ausdrücke für die Fernfeld-Spektren anhand der Beziehungen Gl. (4.2.4), Gl. (4.2.8) und Gl. (4.2.10) diskutiert.

4.3 Theoretische Deutung

Für die semi-analytisch bestimmten Fernfeld-Spektren werden die Gleichungen (4.2.4) und (4.2.6) über ein generisches Quellgebiet numerisch integriert. Im Folgenden werden dafür benötigte Feldgrößen aufgeschlüsselt und anschließend werden Charakteristika der resultierenden Spektren, die sich aus den jeweiligen Komponenten der Gleichungen ergeben, diskutiert.

Für die Auswertung des Integrals über das Quellfeld wird Gl. (4.2.4) in der Konfiguration aus Abb. 4.3.1 verwendet. Der Beobachterpunkt befindet sich orthogonal zur Hauptströmungs-

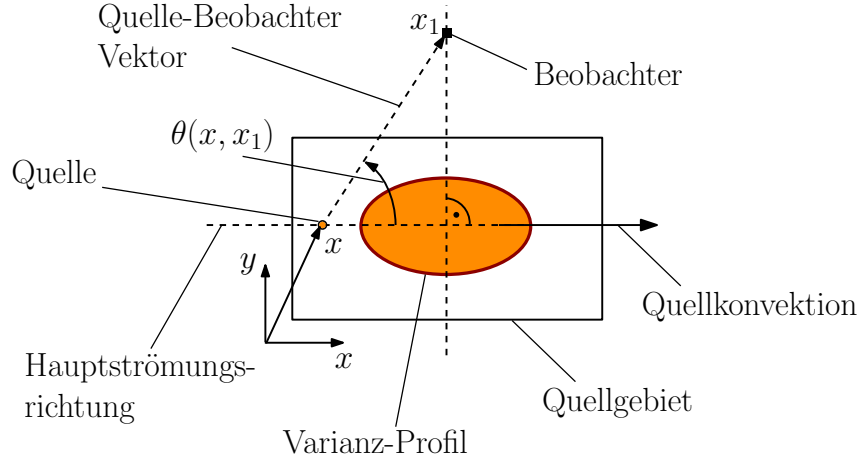


Abbildung 4.3.1: Konfiguration zur Auswertung von Quellfeldgrößen nach Gl. (4.2.4).

richtung, in positiver y -Richtung im Abstand vom Quellfeldmittelpunkt $R = 1.8$ angeordnet. Frequenzabhängige Komponenten werden beispielhaft für $f = 15$ ausgewertet. Die Aufspaltung in Komponenten ist in Gl. (4.3.1) dargestellt.

$$\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = \int_{V_T^n} \dots \underbrace{2 \left(\frac{\pi}{\ln(2)} \right)^{\frac{n}{2}} \hat{R} l_T^n \tau_T}_{\text{Vorfaktor}} \underbrace{\left| \hat{G}_{a,nD}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \right|^2}_{\text{Fundamentallösung}} \underbrace{\frac{1}{1 + \omega^2 \tau_T^2 (1 - M_c \cos \theta)^2}}_{\text{Direktivität}} \underbrace{\exp \left(-\frac{\omega^2 l_T^2}{4 \ln(2) c_0^2} \right)}_{\text{Hochfrequenzanteil}} \quad (4.3.1) \\ \dots d^n \mathbf{x}.$$

Die komponentenweise Aufspaltung der analytischen Referenzlösung ermöglicht die detaillierte Analyse der spektralen Form der Fernfeldspektren sowie die Identifizierung des Einflusses turbulenter Längen- und Zeitskalen auf Form und Amplitude. Für die Integration des gesamten Ausdrucks Gl. (4.3.1) werden zunächst die frequenzabhängigen Komponenten als Feldlösung auf dem Quellgebiet ausgewertet. Exemplarisch sind dafür in Abb. 4.3.2 und Abb. 4.3.3 die Lösung der Green'schen Funktionen und der Direktivitäts-Anteile, jeweils in 2D und 3D, dargestellt. Aus Gl. (4.2.8) und Gl. (4.2.10) wird ersichtlich, dass die Fundamentallösung der Helmholtz-Gleichung ein Maximum hat. Dieses ist zur Position des Beobachters hin orientiert, da der Abstand Quelle-Beobachter das Argument der Bessel-Funktion ist.

Die Auswertung der Direktivität hängt - wegen der als konstant aufgebrauchten Konvektionsgeschwindigkeit - vom Winkel zwischen Quellkonvektion und Quelle-Beobachter Vektor ab. Entsprechend ergibt sich die Verteilung der Komponente Direktivität als Feldlösung auf dem Quellfeld in Abb. 4.3.3. Die Darstellung beider Feldlösungen verdeutlicht, dass die Position des Beobachters einen wesentlichen Einfluss auf das Argument in Gl. (4.3.1) und damit auf die

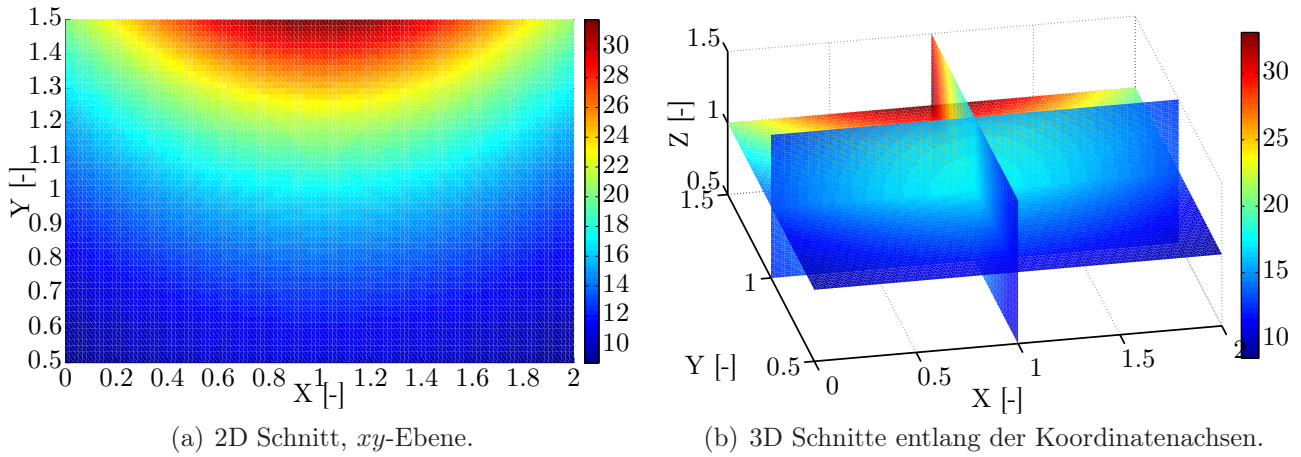


Abbildung 4.3.2: Visualisierung des Anteils Fundamentallösung in Gl. (4.3.1) auf dem Quellgebiet mit Beobachter bei $(1|1.8|1)$ und $f = 15$.

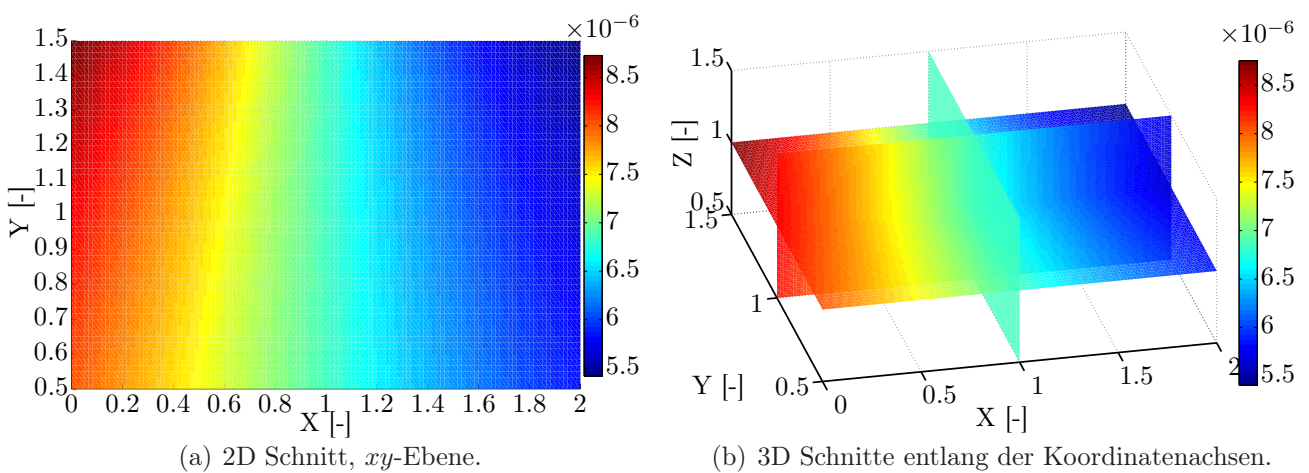


Abbildung 4.3.3: Visualisierung des Anteils Direktivität in Gl. (4.3.1) auf dem Quellgebiet mit Beobachter bei $(1|1.8|1)$ und $f = 15$.

Form der Fernfeldspektren hat.

Die Einflüsse der Variation turbulenter Längen- und Zeitskalen auf Form und Betrag der Fernfeldspektren können durch eine frequenzabhängige Analyse der Komponenten in Gl. (4.3.1) identifiziert werden, wie in Abb. 4.3.4 gezeigt ist. Der Vorfaktor in Abb. 4.3.4a fasst die Quell-

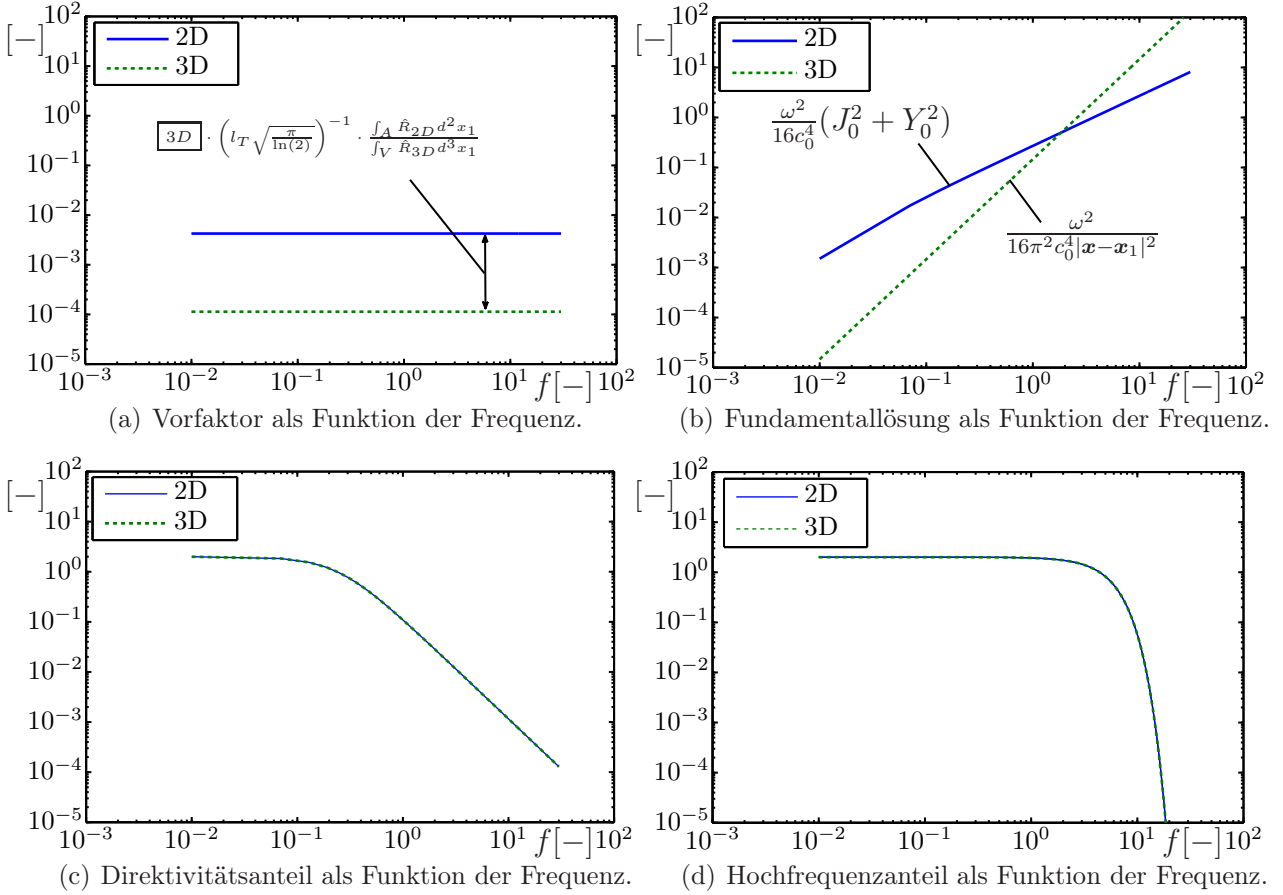


Abbildung 4.3.4: Komponentenweise frequenz aufgelöste Analyse von Gl. (4.3.1), Vergleich zwischen 2D und 3D.

varianz, sowie dimensionsabhängige Beiträge der Längen- (l_T) und Zeitskalen (τ_T) zusammen. Über den gesamten Frequenzbereich ergibt sich ein konstanter Wert. Das Varianzprofil filtert also den Integranden über das Quellgebiet V_s^n , hat allerdings keinen Einfluss auf die spektrale Form. Der Pegel der Leistungsdichte-Spektren allerdings wird durch die effektive Varianz mitbestimmt und eine Variation von Längen- und Zeitskalen liefert einen signifikanten Beitrag, für die Längenskalen proportional zur Potenz der räumlichen Dimension.

Die Fundamentallösung (Abb. 4.3.4b) liefert sowohl in 2D als auch in 3D eine kontinuierliche Steigung. Die Lösung der Helmholtz-Gleichung bestimmt im niederfrequenten Bereich die Form der Spektren, da hier alle anderen Komponenten nur konstante Beiträge liefern. Die unterschiedliche Steigung in 2D und 3D spiegelt die unterschiedlich modellierte Schallausbreitung wider.

Dem Anteil der Direktivität (Abb. 4.3.4c) kommt eine besondere Bedeutung bei. In Wechselwirkung mit der Fundamentallösung aus Abb. 4.3.4b wirkt diese Komponente als Filter auf das spektrale Maximum. Für größere turbulente Zeitskalen oder kleinere Winkel θ wird die Kurve

zu höheren Frequenzen verschoben. Der horizontale Anteil der Kurve wird damit verbreitert und die Steigung in der Fundamentallösung kann über einen größeren Bereich wirken. Für die resultierenden Spektren bedeutet dies, dass je näher sich der Beobachter an der Hauptströmungsachse befindet, desto höher sind die absoluten Schalldruckpegel und desto ausgeprägter ist das spektrale Maximum hin zu größeren Frequenzen. Dies deckt sich mit Beobachtungen, dass die Schallemission in Hauptströmungsrichtung - abgesehen von Refraktionseffekten - am Größten ist. Gleiches ergibt sich bei Variation der Zeitskala.

Der Hochfrequenzanteil (Abb. 4.3.4c) bestimmt den sogenannten *roll-off* der Spektren. Über die Variation der Längenskalen-Anteile kann also - zusätzlich zu einem Amplitudenskalierungsbeitrag zur effektiven Quellvarianz proportional zu l_T^m - die Steigung der Spektren über einen breiten Frequenzbereich bestimmt werden. Je größer die turbulente Längenskala, desto stärker der roll-off im hochfrequenten Bereich.

Weiterführende Analysen, die sich auch auf Parameter erstrecken, die sich durch Einbindung des Modells zweiter Ordnung für den turbulenten Zerfall ergeben, sind ausführlicher bei Grimm et al. [105] diskutiert.

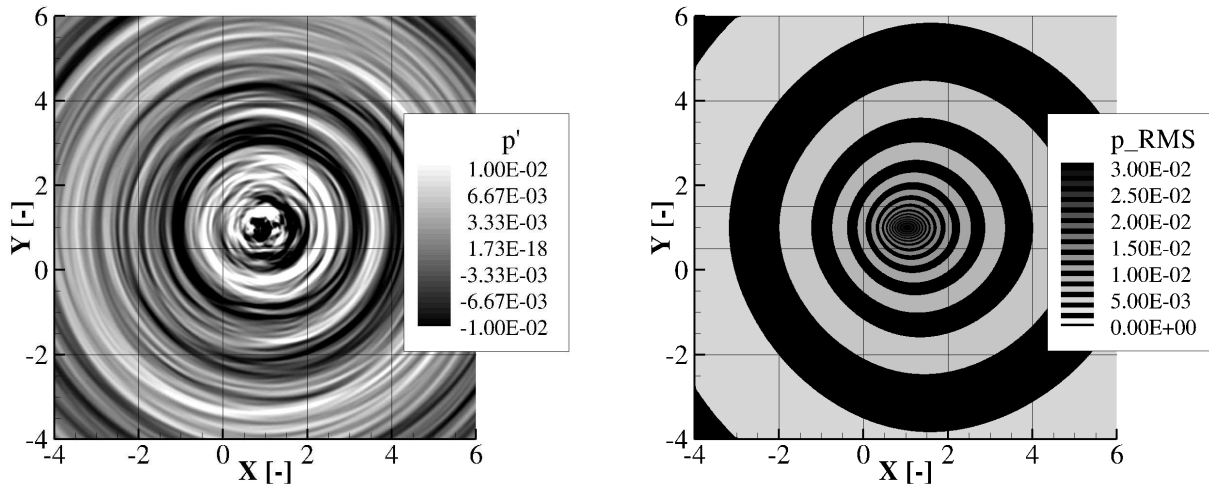
4.4 Ergebnisse und Diskussion

Nachfolgend werden repräsentative Ergebnisse der Modellverifikation mit Fokus auf Modellierung in 2D und 3D, sowie unterschiedliche Turbulenz-Synthesierung vorgestellt. Getestet werden die Gleichungssysteme aus Abschnitt 4.2.

4.4.1 2D Ergebnisse

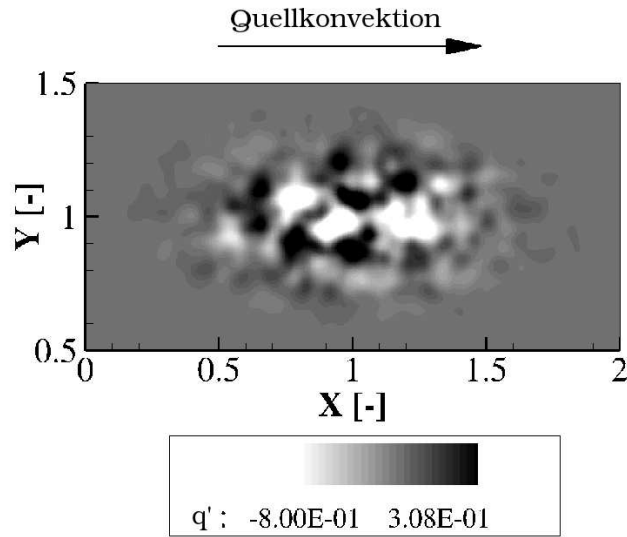
Instantaner akustischer Druck, momentane Quellverteilung sowie RMS des akustischen Drucks sind in Abb. 4.4.1 dargestellt. Wie erwartet ist die Schallausbreitung in Quellkonvektionsrichtung stärker ausgeprägt. Im behandelten Testfall sind aufgrund des ruhenden Hintergrundmediums keine Refraktionseffekte berücksichtigt. Numerisch mit 2D FRPM-CN sowie analytisch ermittelte Spektren sind für zwei Beobachterpositionen $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ in Abb. 4.4.2 und Abb. 4.4.3 für das Langevin-Modell erster bzw. zweiter Ordnung gezeigt. Unabhängig von Langevin-Modus, Testfall oder Beobachterpunkt kann 2D FRPM-CN die theoretisch ermittelten Spektren sowohl in absoluten Pegeln als auch in der spektralen Form über einen sehr großen Frequenzbereich genau reproduzieren. Bemerkenswert ist hierbei die große Bandbreite von Lärmpegeln bis zu 40dB relativ zum jeweiligen spektralen Maximum. Die charakteristische Form der Spektren setzt sich aus den Komponenten zusammen, die in Abschnitt 4.3 diskutiert wurden.

Neben der systematischen Reproduzierbarkeit von Fernfeldspektren muss sichergestellt werden, dass dies unter gleichzeitiger Einhaltung vorgegebener Ein- und Zweipunktstatistiken auf dem akustischen Quellfeld geschieht. Die 2D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit der lokalen Zielvarianz wird mit Gl. (4.2.1), Gl. (4.1.1) und der lokalen Korrelationsfunktionen nach Gl. (4.2.2) und Gl. (4.2.5) getestet. Ergebnisse der Zweipunkt-Analyse für FRPM-CN sind in Abb. 4.4.4 dargestellt. Die Ergebnisse für die Modelle erster und zweiter Ordnung sind qualitativ nahe-



(a) Instantane Verteilung des akustischen Drucks.

(b) Verteilung des RMS des akustischen Drucks.



(c) Momentaufnahme FRPM-rekonstruierter Quellen.

Abbildung 4.4.1: Beispielhafte Ergebnisse zum 2D Verifikations-Test mit erster Ordnung Turbulenz-Synthesierung, dimensionslose Darstellung.

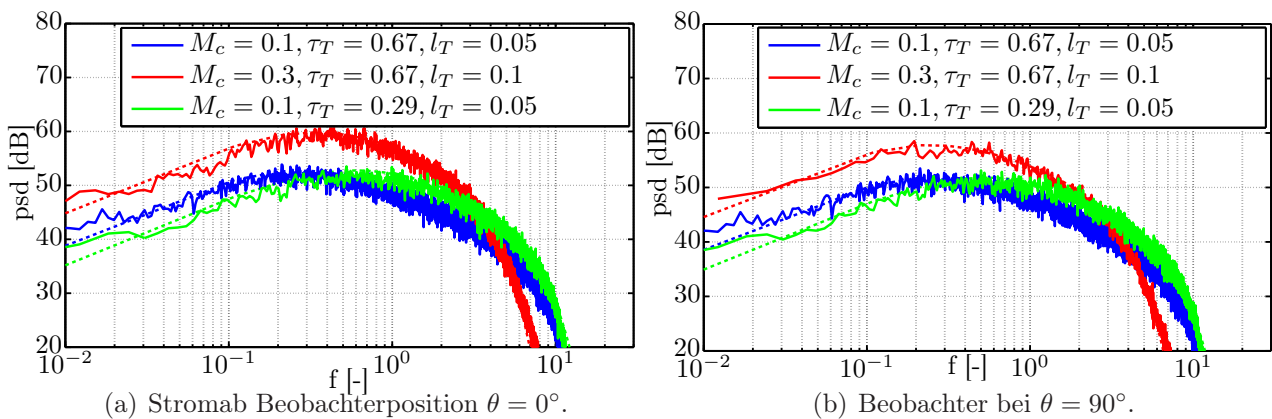
(a) Stromab Beobachterposition $\theta = 0^\circ$.(b) Beobachter bei $\theta = 90^\circ$.

Abbildung 4.4.2: Vergleich von 2D analytischer Lösung (gestrichelt) und FRPM-CN Spektren. Referenzfälle aus Tabelle 4.1.

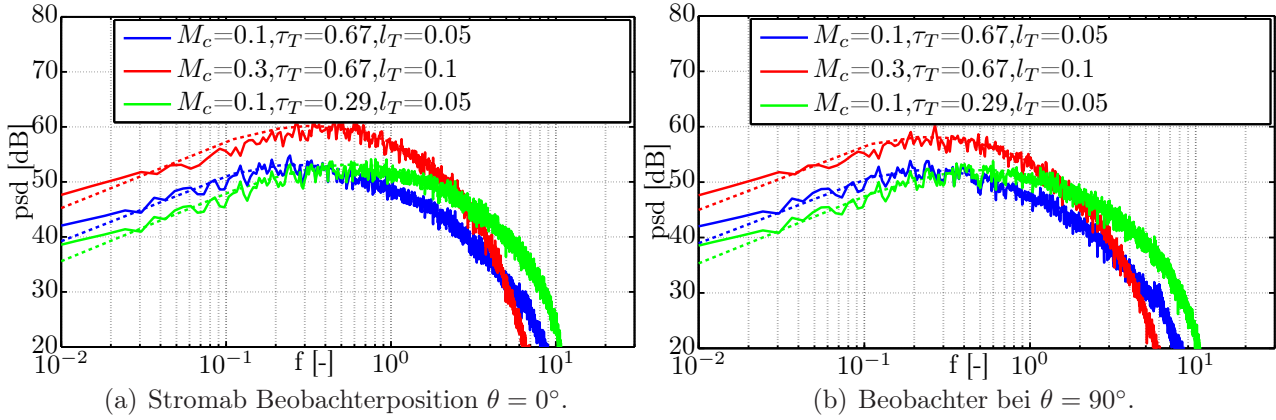


Abbildung 4.4.3: Vergleich von 2D analytischer Lösung (gestrichelt) und FRPM-CN Spektren. Referenzfälle aus Tabelle 4.1.

zu identisch und werden daher nur exemplarisch diskutiert. Der Ziel-Zerfall oder, mit anderen Worten, die Einhüllende des Zerfalls, $\exp(-|\tau|/\tau_T)$, wird von den numerischen Profilen sehr gut reproduziert. Dies deutet auf eine genaue Reproduktion der Zeitskala τ_T innerhalb des Langevin-Prozesses hin. Eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Vorgabe und Reproduktion wird über den gesamten betrachteten Bereich erreicht. Die Position der Peaks der Korrelationshügel auf der Zeitverzugs-Achse zeigt an, dass die Konvektionsgeschwindigkeit der Quellen genau der Vorgabe entspricht. Dies wird durch Gegenüberstellung der analytischen Lösung des Punkts $C_{41}(1.1667|1)$ und der beige Profillinien gezeigt. Weiterhin - wie durch Vergleich der Korrelationspeaks nahe des Ursprungs gezeigt - werden Längenskalen sehr gut abgebildet, da die Korrelationskurven in ihrer räumlichen Ausdehnung gut übereinstimmen.

Die Reproduktionsfähigkeit lokaler Einpunktstatistiken durch 2D FRPM-CN wird in den Abbildungen 4.4.5 und 4.4.6 untersucht. Profile für alle drei Referenzfälle aus Tabelle 4.1 sind entlang horizontaler und vertikaler Mittellinien aufgezeichnet. Im Hinblick auf die Profilform werden die Zielstatistiken auch hier sehr gut reproduziert. Absolute Werte werden mit hoher Genauigkeit abgebildet, mit Ausnahme des Sets2, mit größerer lokaler turbulenter Längenskala. Abweichungen in den Fällen, in denen die vorgegebene Profil-Halbwertsbreite im Verhältnis zur Längenskala zu klein werden, sind auf die Performance des verwendeten Filter-Operators zurückzuführen. Auf Grundlage der eben gezeigten Untersuchungen kann 2D FRPM-CN als zuverlässiges Lärmvorhersage-Tool für akustische Druckspektren unter gleichzeitig akkurater Reproduktion lokaler Quellfeldstatistiken verwendet werden. Zur Vorhersage absoluter Pegel muss allerdings eine räumlich volldimensionale Quell- und Schallausbreitungsmodellierung erfolgen. Im Folgenden Abschnitt wird daher die Vorhersagequalität von FRPM-CN für vollständig dreidimensionale, instationäre Simulationen gezeigt.

4.4.2 3D Ergebnisse

Zunächst werden die instantane Verteilung des akustischen Drucks, RMS und Momentaufnahme der rekonstruierten Quellen in Abbildung 4.4.7 vorgestellt. Die Feldlösungen zeigen hierbei die gleichen Charakteristika wie im 2D-Fall des vorherigen Abschnitts. Im Hinblick auf die spek-

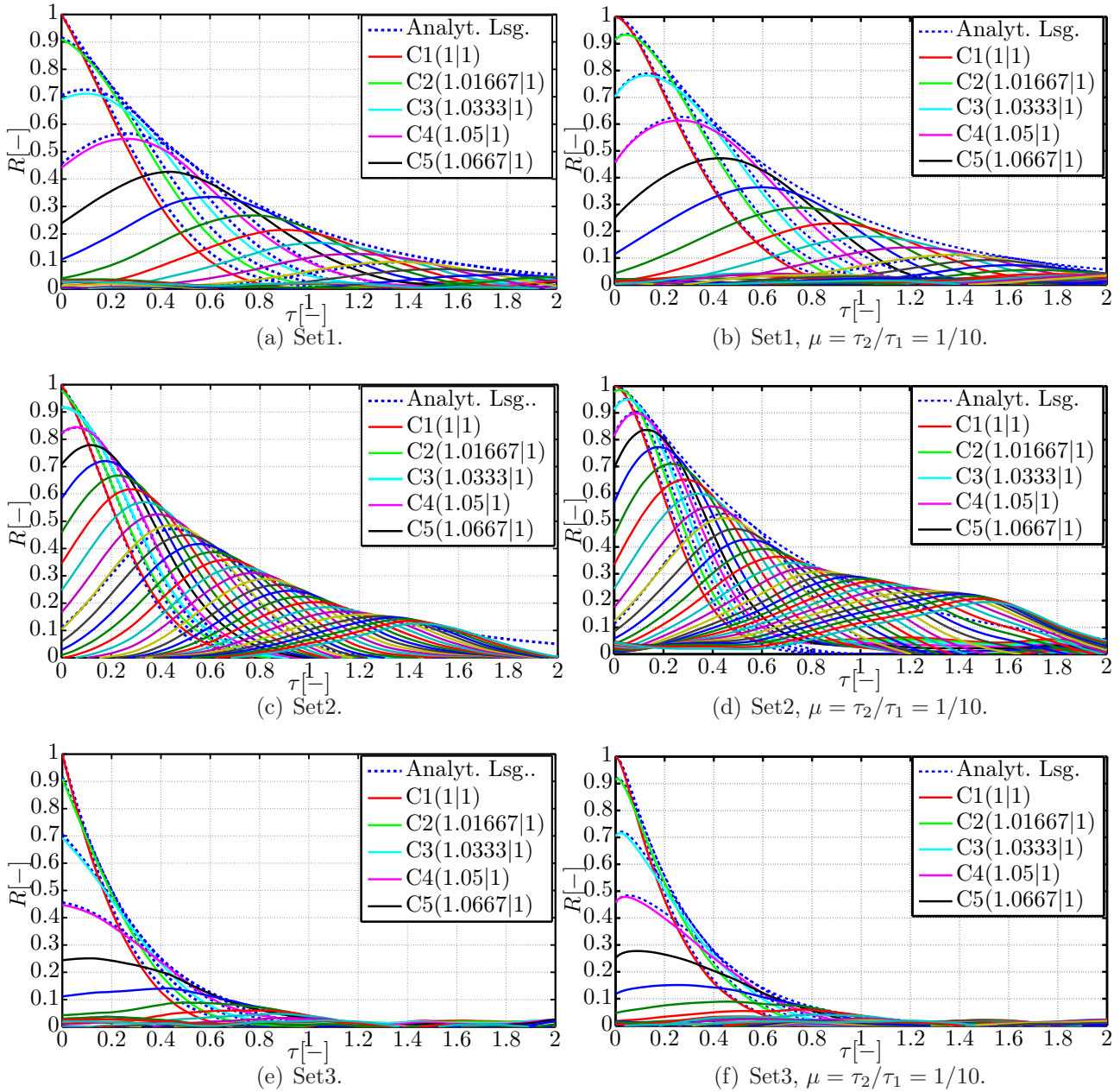


Abbildung 4.4.4: Stromab Kreuzkorrelation des instationären Quellsignals. Vergleich synthetischer Turbulenzmodellierung im Modus erster (a),(c),(e) und zweiter Ordnung (b),(d),(f).

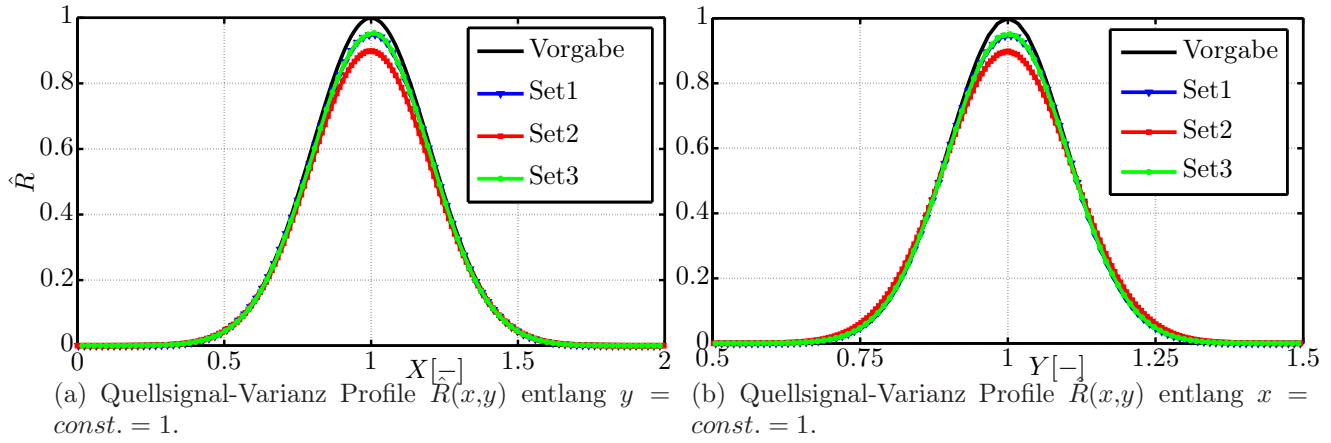


Abbildung 4.4.5: x - und y -Profile der Quellvarianz. Schwarz: analytische Lösung. Langevin Modell erster Ordnung.

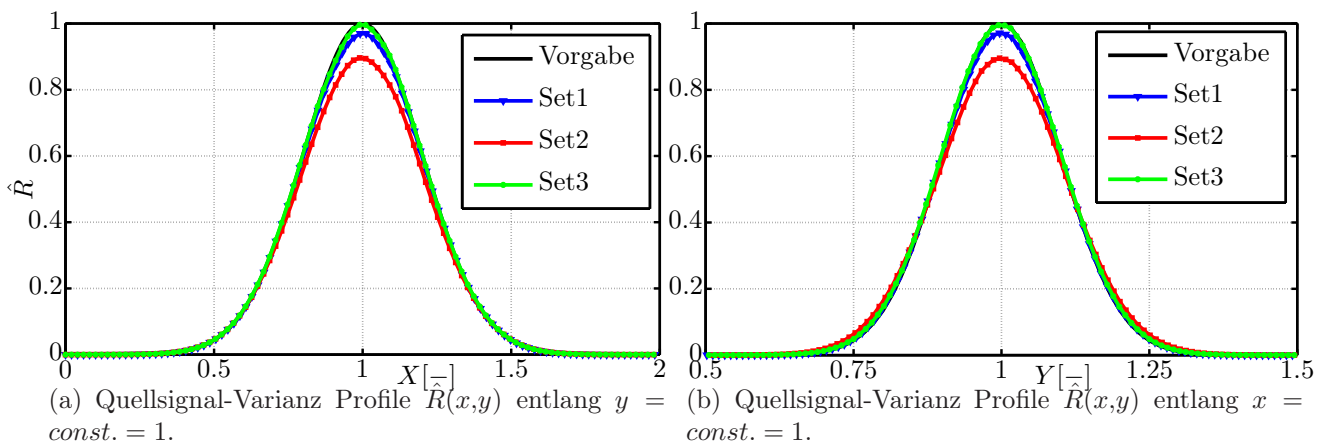
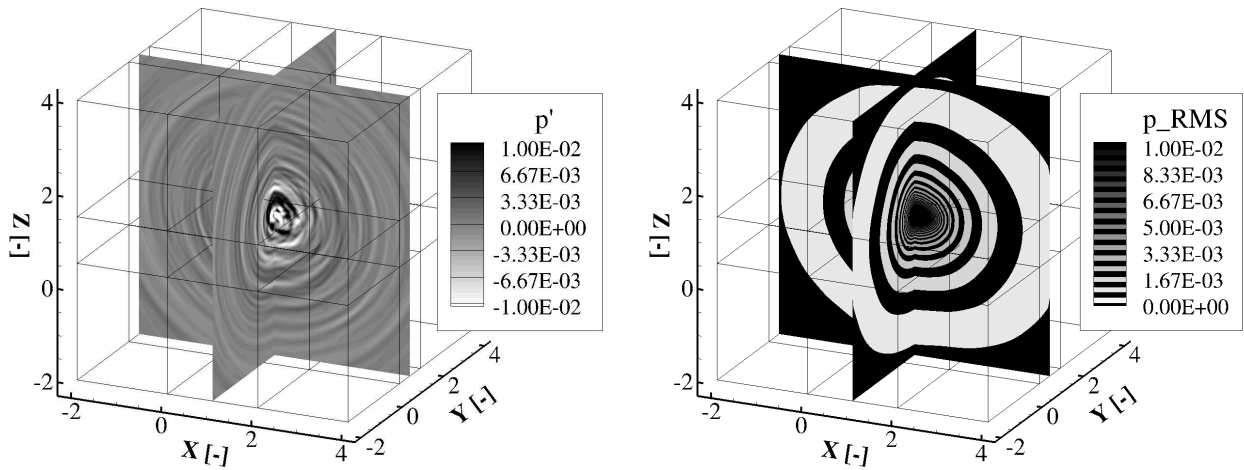
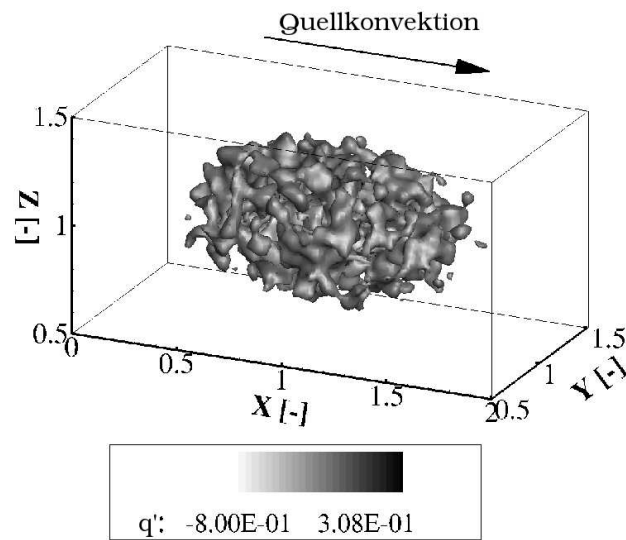


Abbildung 4.4.6: x - und y -Profile der Quellvarianz. Schwarz: analytische Lösung. Langevin Modell zweiter Ordnung.



(a) Instantane Verteilung des akustischen Drucks.

(b) Verteilung des RMS des akustischen Drucks.



(c) Momentaufnahme FRPM-rekonstruierter Quellen.

Abbildung 4.4.7: Beispielhafte Ergebnisse zum 3D Verifikations-Test mit erster Ordnung Turbulenz-Synthetisierung, dimensionslose Darstellung.

trale Reproduktionsfähigkeit von 3D FRPM-CN wird über einen großen Frequenzbereich eine sehr gute Übereinstimmung mit der analytischen Lösung erreicht. Dies ist für das Langevin-Modell erster Ordnung in Abbildung 4.4.8 und für das Modell zweiter Ordnung in Abbildung 4.4.9 gezeigt. Alle behandelten Testfälle werden analog zu 2D-Untersuchungen für die un-

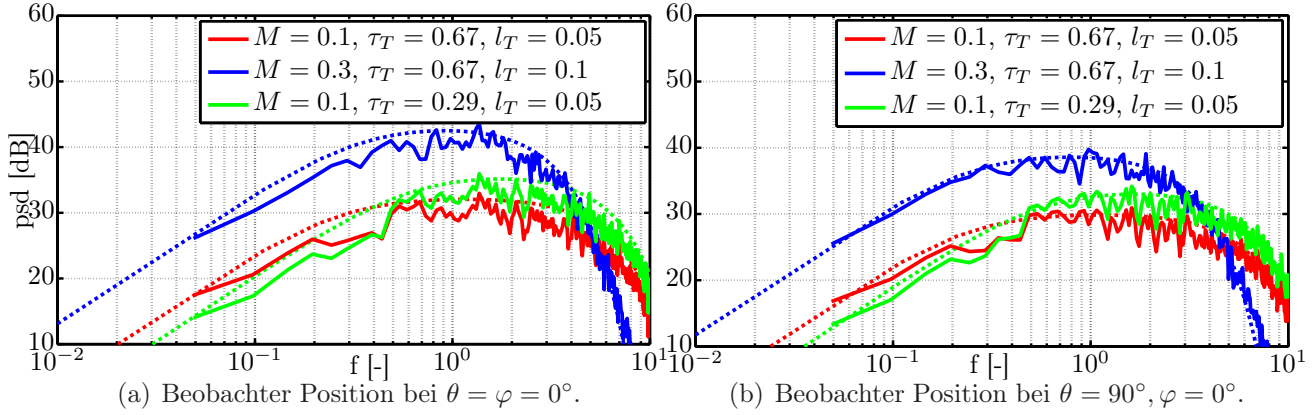


Abbildung 4.4.8: Vergleich von 3D analytischer Lösung (gestrichelt) und FRPM-CN Spektren (durchgehend). Referenzfälle aus Tabelle 4.1.

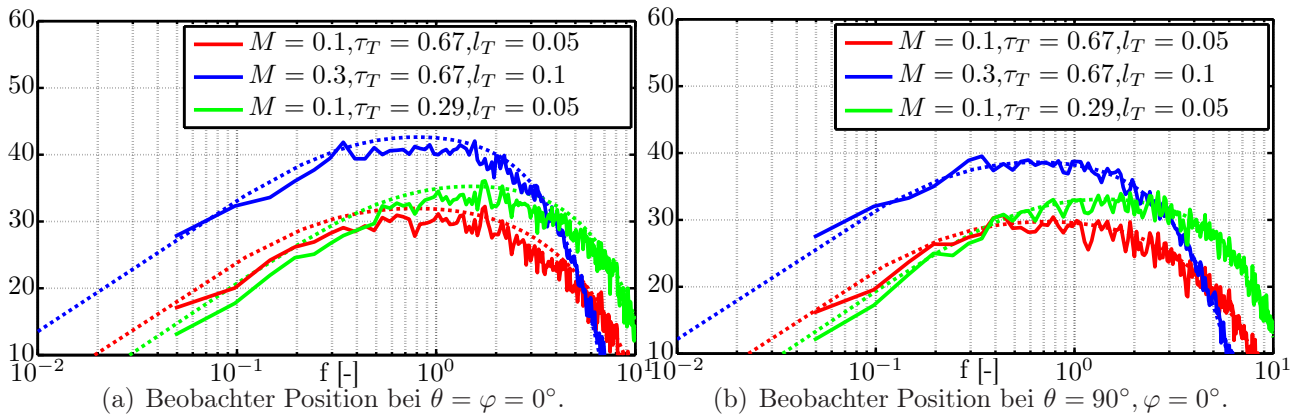


Abbildung 4.4.9: Vergleich von 3D analytischer Lösung (gestrichelt) und FRPM-CN Spektren (durchgehend). Referenzfälle aus Tabelle 4.1. Zweite Ordnung Turbulenz-Synthetisierung.

terschiedlichen Beobachterpositionen $\theta = \varphi = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ, \varphi = 0^\circ$ gezeigt. Spektren für $\theta = 0^\circ, \varphi = 90^\circ$ werden nicht explizit behandelt.

Eine um den Faktor zwei kleinere integrale Zeitskala (Set1 zu Set3) resultiert in höheren Schalldruckpegeln, mit Bezug auf das spektrale Maximum. Eine Erhöhung des integralen Längenmaßes um Faktor zwei (Set1 zu Set3) bedeutet höheren Schalldruckpegel. Größere lokale Längenskalen resultieren in größeren Quellvolumina und damit höheren Pegeln. Eine Verdopplung der integralen Skala wirkt sich beim turbulenten Längenmaß deutlicher durch die Proportionalität in der effektiven Varianz mit l_T^3 aus, wohingegen das turbulente Zeitmaß mit τ_T^{-1} skaliert. Aus der Analyse der Zweipunkt-Korrelationen für 3D FRPM-CN in Abbildung 4.4.10 wird deutlich, dass ähnlich wie im 2D-Fall die durch das Langevin-Modell induzierte Dekorrelation sehr gut wiedergegeben werden kann. Nur für den Betriebsfall Set2 sind mit dem Langevin Modell zweiter Ordnung Numerik und Vorgabe nur bis etwa $R_{max}/3$ übereinstimmend, was einer sehr star-

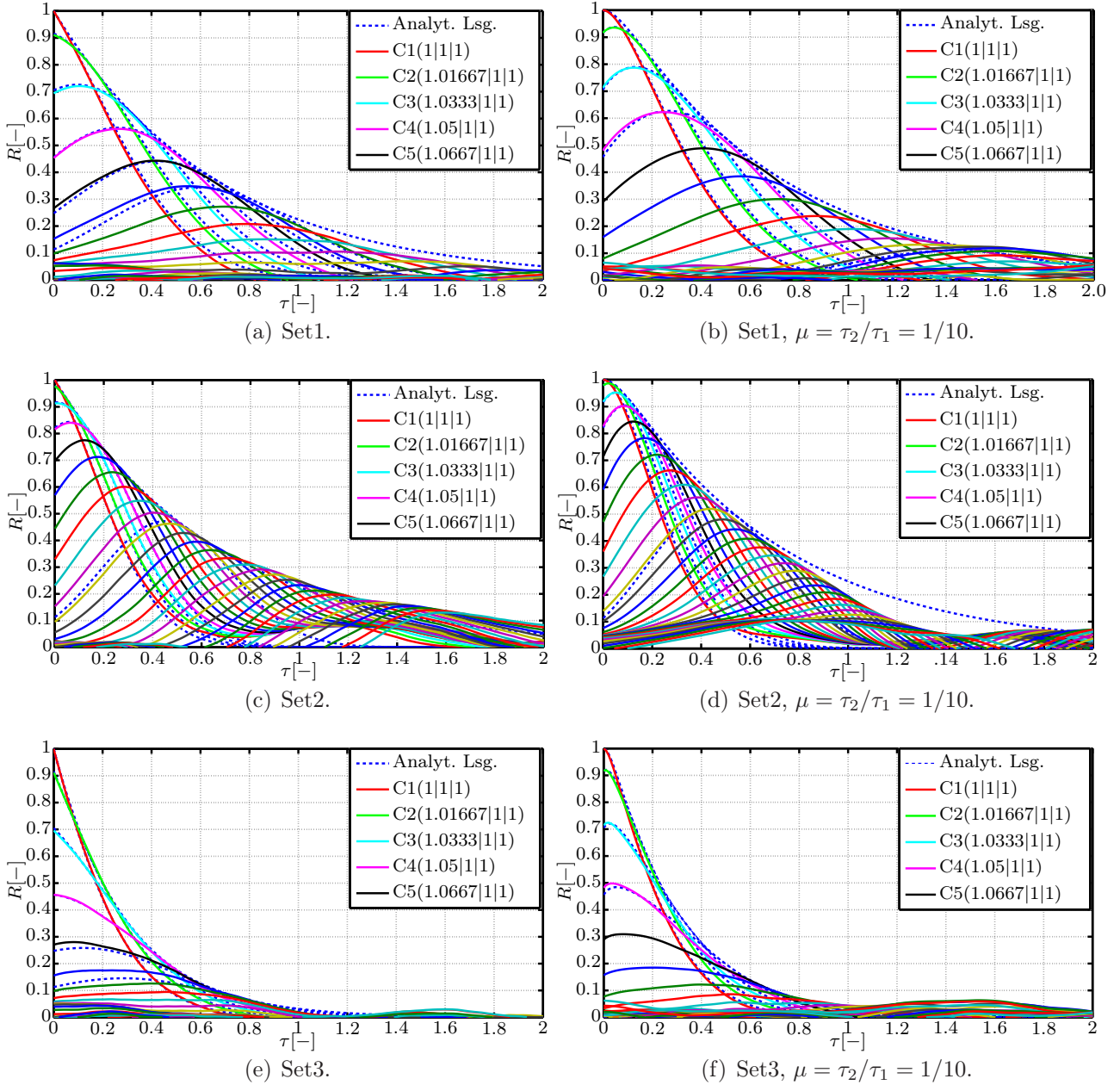


Abbildung 4.4.10: Stromab Korrelationsanalyse des transienten Quellsignals. Vergleich von Langevin Modus erster (a),(c),(e) und zweiter Ordnung (b),(d),(f).

ken Dekorrelation entspricht. In den übrigen Betriebspunkten kann die Einhüllende durchweg sehr gut wiedergegeben werden. Auch die räumliche Ausprägung der Korrelationspeaks und deren Lage auf der Zeitverzugs-Achse stimmen sehr gut mit der Vorgabe überein. Die Abweichung in Set2 bei Langevin zweiter Ordnung legt die Vermutung nahe, dass eine zu große vorgegebene Längenskala im Vergleich zur Varianz-Profilbreite auch den Langevin-Prozess selbst negativ beeinflussen kann.

Ebenso werden Abweichungen in der Analyse der 3D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit lokaler Einpunkt-Statistiken auf denselben Umstand zurückgeführt: Ein kritisches Verhältnis aus Varianzprofil-Breite zu vorgegebener turbulenter Längenskala. Für die übrigen Profile in Abbildung 4.4.11 ist die Übereinstimmung zwischen Vorgabe und Reproduktion sehr gut.

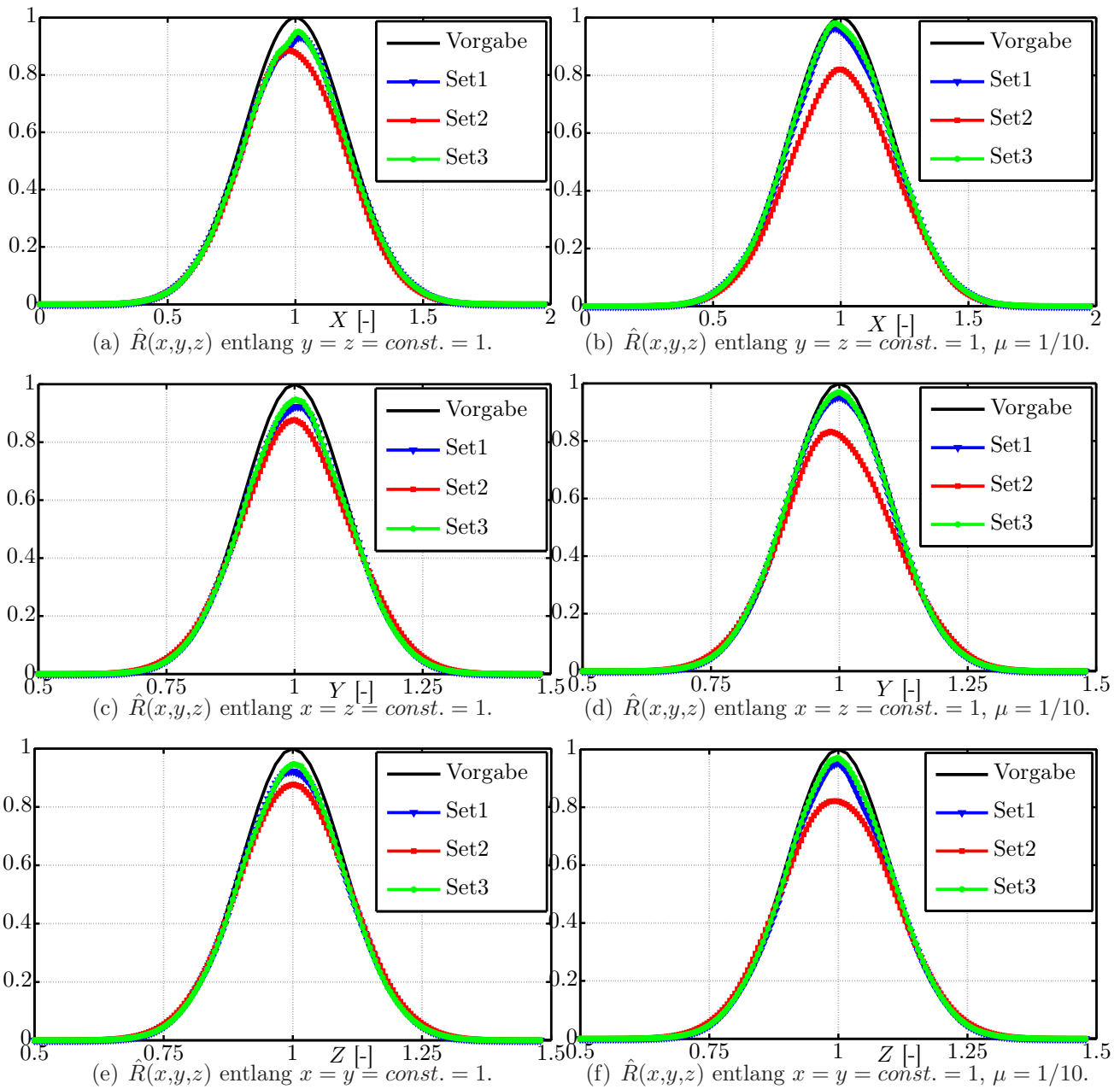


Abbildung 4.4.11: x - und y - und z -Profile der Quellvarianz, Vergleich synthetischer Turbulenzmodellierung im Modus erster (a),(c),(e) und zweiter Ordnung (b),(d),(f). Schwarz: analytische Lösung.

5 Validierung von FRPM-CN

Im folgenden Kapitel werden numerische Ergebnisse und experimentelle Daten für die drei Standardflammen DLR-A, DLR-B und H3 verglichen, um 2D und 3D FRPM-CN zunächst anhand offener und eingehauster Strahlflammen zu validieren. Die DLR-A Konfiguration ist hierbei die Referenz. Mit den beiden Variationen soll Reynolds-Skalierbarkeit sichergestellt werden, also die Anwendbarkeit von 3D FRPM-CN bei Kalibrierung auf einen Testfall bei unterschiedlichen Brennstoffdüsen-Reynoldszahlen.

Neben der numerischen Validierung wird ein semi-analytisches Modell zur Ermittlung der Druckspektren auf Basis der RANS-Daten auf dem Quellgebiet entwickelt, welches zur Überprüfung der numerischen Ergebnisse und der detaillierten Analyse der spektralen Zusammensetzung des akustischen Drucks für Fernfeldspektren und der jeweiligen Anteile aus dem akustischen Nahfeld dient.

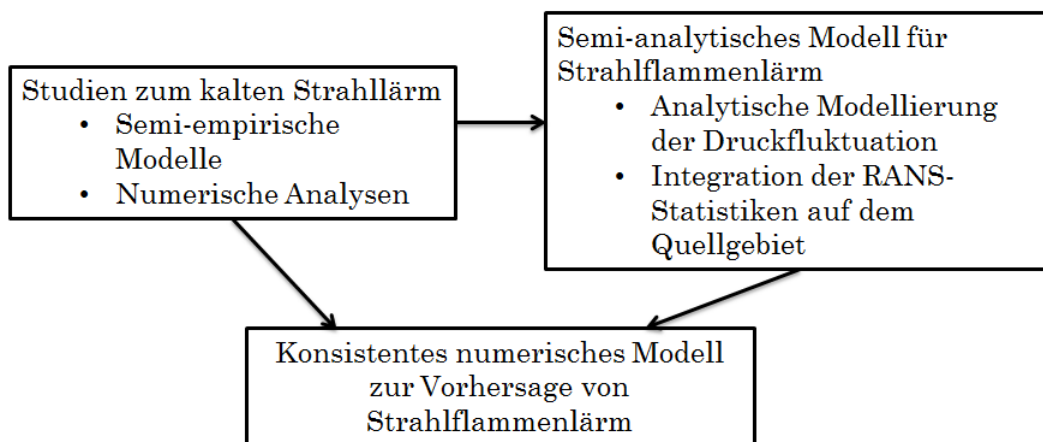


Abbildung 5.0.1: Vorgehensweise zur Validierung.

Die Vorgehensweise der Validierung ist in Abbildung 5.0.1 beschrieben. Im Gegensatz zu Vorgängerarbeiten mit 2D RPM-CN [187, 186, 183, 188, 184, 185, 181] werden keine Parameterstudien für bestimmte Modellparameter der Methode durchgeführt und dann das Modell auf die Strahlflammenanwendung kalibriert. Vielmehr werden Analogien zur Theorie des kalten Strahlärmmodells für semi-empirische Studien nach Tam et al. [259, 257] und Ewert et al. [79, 195] gezogen. Die Übertragbarkeit der Ergebnisse von kaltem Strahlärm zu Strahlflammenärm ist aufgrund des schnellen Ablaufs der Verbrennungsreaktionen in Strahlflammenregimes gewährleistet. Dadurch wird das hier etablierte Strahlflammenmodell zur konsistenten *Low-Mach-number* Erweiterung der kalten Strahlärmtheorie.

Weiterhin wird das neu eingeführte semi-analytische Modell zur Untersuchung der Strahlflammenspektren herangezogen, um numerisch erzielte Ergebnisse zu kontrollieren und gezielte detaillierte Analysen zum Beitrag verschiedener Quellfeldgrößen zum Gesamtlärmpegel durchzuführen. Besonders für dreidimensionale Quell- und Schallausbreitungsmodellierung ist dieses Konzept wertvoll, da aufwändige Parameterstudien durch die semi-analytische Abschätzung vermieden werden können. Direkte FRPM-CN Rechnungen müssen nur für einen finalen Parametersatz durchgeführt werden.

Validiert werden im Detail die Weiterentwicklungen von 2D RPM-CN auf 2D FRPM-CN, sowie die Erweiterung auf 3D FRPM-CN. Für die Weiterentwicklung auf 3D FRPM-CN wird gezeigt, dass mit dem Verfahren absolute Schalldruckpegel ohne künstliche Amplitudenskalierung vorhergesagt werden können. Weiterhin wird ein Machzahl-Skalierungsgesetz einbezogen und relevante Modellparameter werden aus dem semi-analytischen Modell und Literaturwerten abgeleitet.

Darauffolgend, als Vorbereitung für die Brennkammer-Anwendung, wird das Verfahren für einen Testfall mit Bewandung validiert. Dabei werden die eingeschlossenen Konfigurationen der DLR-A und DLR-B Strahlflammen untersucht.

5.1 Validierungsfall Strahlflamme

Die DLR-A Flamme wird unter atmosphärischen Bedingungen mit einer Brennstoffmischung von 22.1 Vol-% CH_4 , 33.2 Vol-% H_2 und 44.7 Vol-% N_2 [240] betrieben, bei $T_\infty = 292K$ und $p_\infty = 1bar$. Der stöchiometrische Mischungsbruch ist $Z_{st} = 0.167$ und der Brennstoff wird über ein Rohr mit Durchmesser $D = 0.008m$ zugeführt. Der Brennstoffrohr-Durchmesser wird als Referenz für geometrische Größen verwendet. Der Brenner ist achsensymmetrisch und der Brennstoff erreicht eine mittlere Austrittsgeschwindigkeit von $u_0 = 42.15m/s$, was einer Reynolds-Zahl von $Re = 15200$ entspricht. Die Strahlflamme ist von einer Mantelströmung von $0.3m/s$ bei Umgebungsbedingungen T_∞, p_∞ umgeben. Deren Austrittsdüsenquerschnitt beträgt $0.14m$. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 5.1.1 abgebildet.

Die DLR-B Flamme wird unter ähnlichen Bedingungen betrieben. Deren mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit beträgt $u_0 = 63.2m/s$, was $Re = 22800$ entspricht. Experimentell ermittelte Druckspektren sind von Singh et al. [240] verfügbar, sowie Strömungs- und Temperaturfeldgrößen von Bergmann et al. [14] und Meier et al. [166] (Raman und Rayleigh Streuung, 2D LIF), sowie Mesungen von Schneider et al. [229].

Die H3-Flamme wird mit einem Brennstoffgemisch von 50 Vol-% H_2 und 50 Vol-% N_2 und $Re = 10000$ bei einem stöchiometrischen Mischungsbruch von $Z_{st} = 0.31$ gefahren. Experimentelle Arbeiten zur H3-Flamme sind von Pfuderer et al. [204] und Tacke et al. [256] (LDA, Raman/Rayleigh, LIF) verfügbar. Für die H3 Flamme liegen keine gemessenen Schalldruckspektren vor, von Piscoya et al. [207] wurden Spektren auf Basis der Schallintensität bestimmt. Deren Mikrofonanordnung ist in Abbildung 5.1.2 gezeigt.

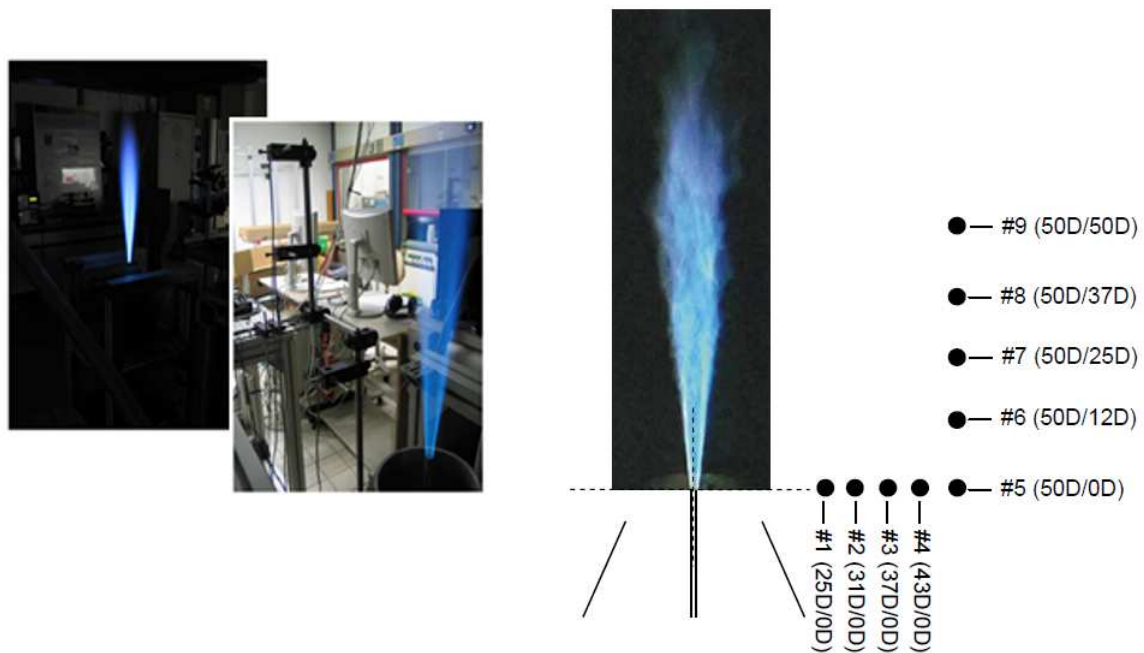


Abbildung 5.1.1: Links: Experimenteller Aufbau der DLR-Strahlflammen. Rechts [181]: Mikrofonpositionen für den akustischen Druck und Namenskonvention # 1-9.

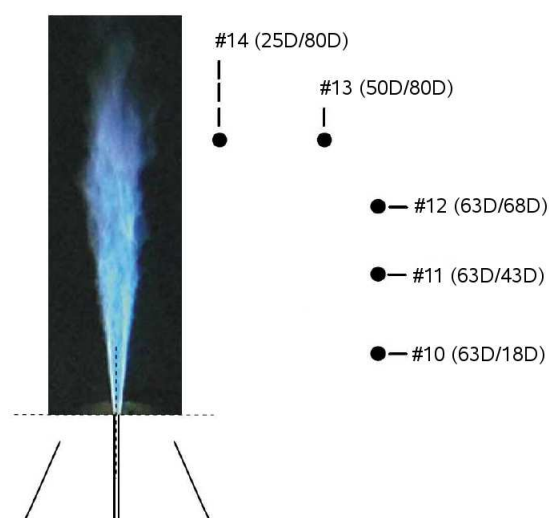


Abbildung 5.1.2: Mikrofonanordnung [181] der H3-Flamme für die Auswertung der Schallintensitäten analog zu Piscoya et al. [207].

5.2 Semi-analytisches Modell für Strahlflammen-Schallemissionen

Das semi-analytische Modell wurde für ebene Quell- und Schallausbreitung von Grimm et al. [105] vorgestellt, wobei die CFD-RANS Daten zur reaktiven Strahlflammenrechnung von Mühlbauer et al. [184] zugrunde gelegt wurden. Hier wird der Übersichtlichkeit halber die allgemeinere, volldimensionale Variante von Grimm et al. [106] vorgestellt, sowie auszugsweise Parameterstudien für einzelne Komponenten in 2D.

5.2.1 Idee und Vorgehensweise

Das Modell bietet im Vergleich zur reinen numerischen Simulation zwei entscheidende Vorteile: Zum Einen wird eine zusätzliche Validierungsmöglichkeit zu experimentellen Daten geschaffen, die auf den CFD-RANS Statistiken im akustischen Nahfeld beruht. Somit wird aufgezeigt, welche Ergebnisse mit dem jeweiligen Quellfeldinput theoretisch zu erwarten sind. Zum Anderen können Rechenkapazitäten eingespart werden, da parametrische Studien mit dem einfach implementierbaren und sehr effizienten Modell durchgeführt werden können und anschließend nur noch eine 3D FRPM-CN Rechnung mit den optimalen Simulationsparametern durchgeführt werden muss.

Methodisch betrachtet wird die Idee der Verifikationsstudien zu Fernfeldspektren aus Kapitel 4 auf die Validierungsstudien transportiert. Ziel ist es also, unter Einbeziehung geeigneter Vereinfachungen einen Ausdruck für Fernfeldspektren als Funktion der Simulationsparameter im akustischen Nahfeld zu erhalten. Das Prinzip ist in Abbildung 5.2.1 skizziert.

Um die Herleitung eines analytischen Ausdrucks für Fernfeldspektren als Funktion akustischer Nahfeldgrößen zu vereinfachen, werden Modellannahmen analog zu den Verifikationsstudien aus Kapitel 4 getroffen. Diese sind in Abbildung 5.2.1 dargestellt. Quellkonvektion wird nur in Hauptströmungsrichtung abgebildet, was im Kernbereich des Brennstoff-Jets gerechtfertigt ist. In diesem Bereich nahe der Flammenwurzel wird ausserdem angenommen, dass die räumliche laterale Ausdehnung der Flamme gering ist, also die Schallinformation über kompakte und verhältnismäßig kleine Strömungsgradienten wandert und sich deren Ausbreitung daher als Freifeldausbreitung beschreiben lässt. Die dritte Vereinfachung, wie in Abbildung 5.2.1 dargestellt, bezieht sich auf die Beobachter- bzw. Mikrofonposition relativ zur Quellfeldposition. Die Lage des Beobachters wird im Fernfeld angenommen. Im Wesentlichen dient dies der Vereinfachung der Lösung für die Schallausbreitung, da die Information zweier stromab versetzter Punkte nun als Phasenunterschied unter Einbezug identischer Green'scher Funktionen ausgedrückt werden kann. Dies ist in Abschnitt 5.2.2 genauer erläutert. Die Fernfeldannahme wird ausserdem in Anhang A.5 ausführlich beschrieben.

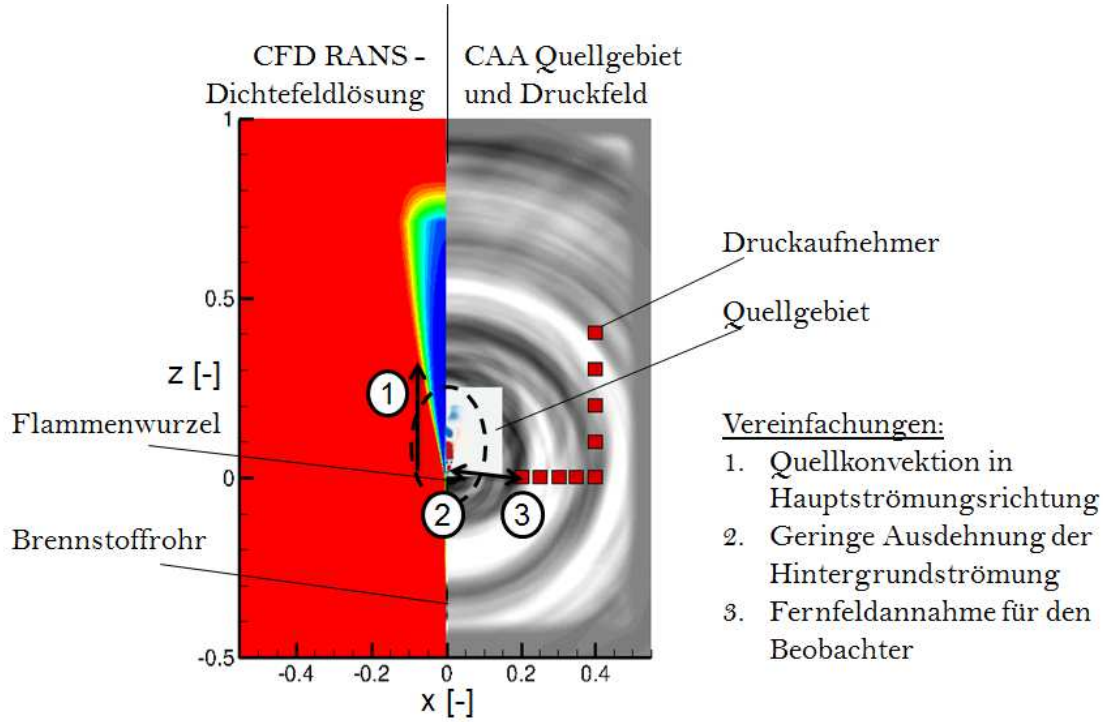


Abbildung 5.2.1: Prinzipskizze und Annahmen zum semi-analytischen Modell für Strahlflammenlärm-Vorhersage.

5.2.2 Theorie

Da für die Strahlflammenanwendung wie eben beschrieben ein Freifeldproblem angenommen wird, gilt der Zusammenhang für Fernfeldspektren,

$$\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \hat{G}_a^*(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \hat{G}_a(\mathbf{x} + \mathbf{r}, \mathbf{x}_1, \omega) \langle q(\mathbf{x}, t_1) q(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_1 + \tau) \rangle \exp(i\omega\tau) d\tau d^n \mathbf{x} d^n \mathbf{r}. \quad (5.2.1)$$

Der Beobachter \mathbf{x}_1 in Gl. (5.2.1) befindet sich im Fernfeld. Es wird ein Ansatz für die Zusammenfassung der Green'schen Funktionen gewählt, der von Morris und Boluriaan [179] eingeführt und unter Anderem von Tam et al. [257] und Neifeld und Ewert [195] verwendet wurde. Das Prinzip ist in Abbildung 5.2.2 verdeutlicht.

Der Beobachter ist weit genug von der Quelle positioniert, um die Strahlengänge zweier stromab-Quellpositionen als parallel anzunehmen. Der Unterschied der von den Quellen emittierten Information kann somit über geometrische Beziehungen und als Phasenunterschied ausgedrückt werden,

$$\exp(i\varphi) \rightarrow \exp(i(\varphi + \Delta\varphi)). \quad (5.2.2)$$

Über trigonometrische Beziehungen kann die Strecke \overline{AC} geschrieben werden als $\overline{AC} = \Delta x \cos(\theta)$. Der Phasenunterschied wird dann aus dem Produkt der Wellenzahl $\alpha = \omega/c_0$ mit der Weglänge \overline{AC} ausgedrückt,

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c_0} \Delta x \cos(\theta). \quad (5.2.3)$$

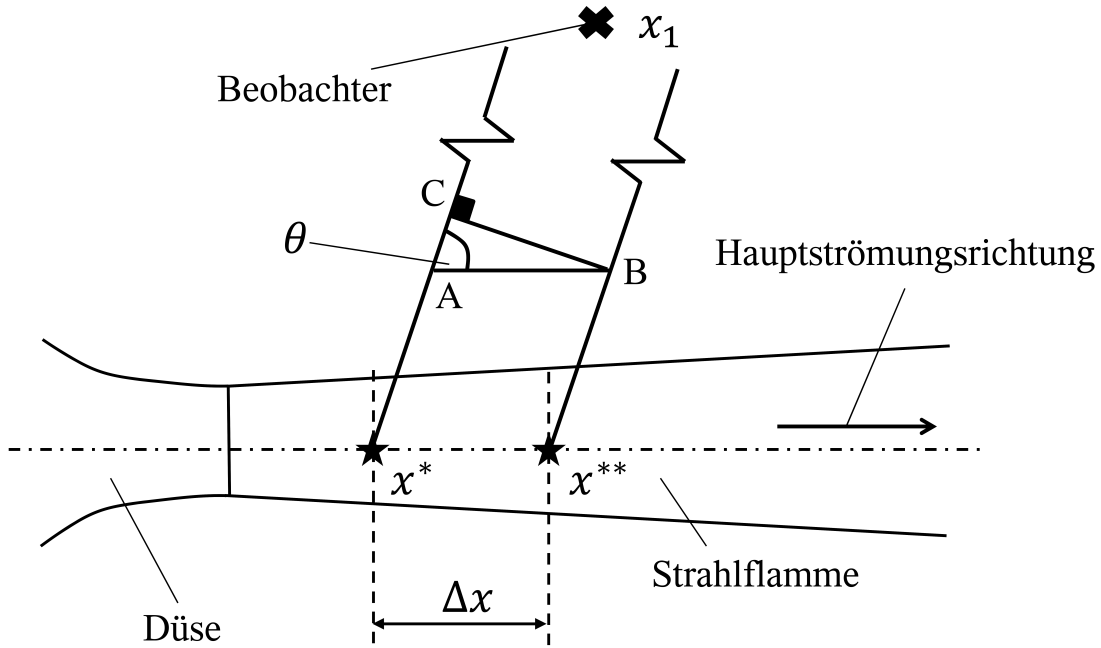


Abbildung 5.2.2: Unterschiede im Informationsstrahlengang zweier sich stromab befindender Quellpunkte in Bezug auf den Fernfeldbeobachter x_1 des Jets [257].

Insgesamt ergibt sich dann für Gl. 5.2.2 in Exponentialform der Ausdruck

$$\exp\left(-i\frac{\omega \mathbf{x} \mathbf{r}}{c_0 |\mathbf{x}|}\right), \text{ wobei } \alpha = \frac{\omega}{c_0} \left(\frac{\cos(\theta)}{\sin(\theta)}\right). \quad (5.2.4)$$

Die Green'schen Funktionen des adjungierten Problems aus Gl. (5.2.1) werden dann über

$$\hat{G}_a(\mathbf{x} + \mathbf{r}, \mathbf{x}_1, \omega) = \hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \exp\left(-i\frac{\omega \mathbf{x} \mathbf{r}}{c_0 |\mathbf{x}|}\right) \quad (5.2.5)$$

ausgedrückt [75]. Gl. (5.2.1) kann somit geschrieben werden als

$$\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = \int \int \int_{-\infty}^{\infty} |\hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 \exp\left(-i\frac{\omega \mathbf{x} \mathbf{r}}{c_0 |\mathbf{x}|}\right) \left\langle \frac{\widetilde{DT''^2}(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{\widetilde{DT''^2}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle \exp(i\omega \tau) d\tau d^n \mathbf{x} d^n \mathbf{r}. \quad (5.2.6)$$

In Analogie zur Abbildung 5.2.2 gilt $\mathbf{x} = x^*$ und $x^{**} = \mathbf{x} + \mathbf{r}$. Als zweite Vereinfachung, welche ebenfalls die Green'schen Funktionen betrifft, wird ein ruhendes Hintergrundmedium angenommen. Somit kann das akustische System in die Form [79, 75]

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \nabla p' = \mathbf{0} \quad (5.2.7)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \gamma p_0 \nabla \cdot \mathbf{u}' = \frac{D\widetilde{T'^2}}{Dt} \quad (5.2.8)$$

gebracht werden. Das System kann weiterhin unter Einbeziehung der Fourier-Transformation zur Helmholtz-Gleichung überführt werden,

$$(k^2 + \nabla^2)\hat{p}'(\mathbf{x}, \omega) = \frac{ik}{c_0}\hat{q}_p(\mathbf{x}, \omega), \quad (5.2.9)$$

wobei gilt, dass $k = \omega/c_0$. Die Helmholtz-Gleichung wird weiterhin in das analoge Problem

$$(k^2 + \nabla^2)\hat{G}(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}, k) = \delta(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}) \quad (5.2.10)$$

überführt. Die daraus resultierende Green'sche Funktion für das 3D-Spektrum ist

$$\hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) = -\frac{i\omega}{c_0^2} \frac{\exp(ik|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|)}{4\pi|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|}. \quad (5.2.11)$$

Für den Modulus gilt

$$|\hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 = \frac{\omega^2}{16\pi^2 c_0^4 |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|^2}. \quad (5.2.12)$$

Der Anteil aus Gl. (5.2.6), der nun noch modelliert werden muss, ist die Korrelationsfunktion der akustischen Quellen. Da hierbei auf die Korrelationsfunktion von FRPM zurückgegriffen wird, liegt die Entscheidung bei der Verwendung der jeweiligen Korrelation in der Anwendung des Langevin-Modells erster oder zweiter Ordnung. Die Funktion des Modells erster Ordnung ist

$$\left\langle \frac{Dq_s(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_s(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle = \hat{R} \exp \left\{ -\frac{|\tau|}{\tau_s} - \frac{\ln 2}{l_s^2} [(r_1 - u\tau)^2 + r_2^2 + r_3^2] \right\}, \quad (5.2.13)$$

wohingegen die Funktion des Modells zweiter Ordnung

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{Dq_T(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_T(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle &= \frac{\hat{R}}{1 - \mu} \left[\exp \left(-\frac{|\tau|}{\tau_1} \right) - \mu \exp \left(-\frac{|\tau|}{\tau_2} \right) \right] \\ &\cdot \exp \left\{ -\frac{\ln 2}{l_T^2} [(r_1 - u\tau)^2 + r_2^2 + r_3^2] \right\} \end{aligned} \quad (5.2.14)$$

lautet. Hier kommt die in Abschnitt 5.2.1 vorgestellte, dritte Vereinfachung zum Tragen, nämlich die Annahme von Quellkonvektion in Hauptströmungsrichtung, was im Speziellen nahe der Strahlflammenwurzel als gerechtfertigt angenommen wird. In der jeweiligen Korrelationsfunktion kommt dies über die Komponente $\exp \{ -(\ln 2/l_T^2) [(r_1 - u\tau)^2 + r_2^2 + r_3^2] \}$ zum Tragen. Für den finalen Ausdruck der Fernfeldspektren als Funktion der Beobachterposition und der Frequenz wird die jeweilige Korrelationsfunktion harmonisiert und so als Funktion von \mathbf{x}, α und ω ausgedrückt [79, 75].

5.2.3 Strouhal- und Helmholtzähnlichkeit - Machzahlskalierung für Jetflammen

In Abschnitt 5.2.2 wurden für Gl. (5.2.1), die das Druckspektrum im akustischen Fernfeld beschreiben, Fundamentallösungen definiert. Die einzige Komponente, die zur vollständigen Modellierung der Spektren fehlt, ist die Quellspektren im akustischen Nahfeld. Für die Korrelationen der Verbrennungslärmquellen wird der FRPM-inhärente Ausdruck verwendet,

$$\left\langle \frac{D\widetilde{T}''^2(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{D\widetilde{T}''^2(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle = \hat{R} \exp \left\{ \left[-\frac{|\tau|}{\tau_s} \right] - \frac{\ln 2}{l_T^2} [(r_1 - u\tau)^2 + r_2^2 + r_3^2] \right\}, \quad (5.2.15)$$

insofern eine Amplitudenskalierung von

$$\hat{A} = \left(\frac{4 \ln(2)}{\pi} \right)^{\frac{n}{4}} \sqrt{\frac{\hat{R}}{l_s^n}} \quad (5.2.16)$$

angewandt wird [195]. n ist die räumliche Dimension. Hier wird der Fall der Verwendung eines Langevin-Modells erster Ordnung diskutiert, der Fall zweiter Ordnung verhält sich analog. Für verschwindende Separationen wird die Varianz zu

$$\left\langle \left(\frac{D\widetilde{T}''^2(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \right)^2 \right\rangle = \frac{\widetilde{T}''^2}{c_q^2 \tau_T^2}. \quad (5.2.17)$$

Die Korrelationsfunktion des kalten Strahlflammen-Modells von Tam & Auriault dagegen lautet

$$\left\langle \frac{Dq_s(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_s(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle = \hat{R} \exp \left\{ \left[-\frac{|r_1|}{\bar{u}\tau_s} \right] - \frac{\ln 2}{l_s^2} [(r_1 - u\tau)^2 + r_2^2 + r_3^2] \right\}, \quad (5.2.18)$$

mit

$$\left\langle \left(\frac{Dq_s(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \right)^2 \right\rangle = \frac{\hat{q}_s^2}{c^2 \tau_s^2}. \quad (5.2.19)$$

Der Unterschied zwischen beiden Korrelationsfunktionen Gl. (5.2.15) und Gl. (5.2.18) ist, dass die FRPM-Korrelationsfunktion die direkte Erfüllung der Taylor-Hypothese $r_1 = \bar{u}\tau$ annimmt. Der umrahmte Term hat, wie bei Neifeld und Ewert [195] diskutiert, einen Unterschied für den resultierenden Ausdruck für Fernfeldspektren zur Folge. Das Spektrum mit der Tam & Auriault Korrelation lautet

$$\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = 2 \left(\frac{\pi}{\ln(2)} \right)^{\frac{n}{2}} \int_{V_s^n} \hat{R} \tau_T l_s^n \left| \hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \right|^2 \frac{\exp \left[-\frac{\omega^2 l_T^2}{4 \ln(2) u_j^2} \right]}{1 + \omega^2 \tau_s^2 (1 - M_c \cos \theta)^2} d^n \mathbf{x}, \quad (5.2.20)$$

wohingegen das Spektrum mit der FRPM-Korrelation auf

$$\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = 2 \left(\frac{\pi}{\ln(2)} \right)^{\frac{n}{2}} \int_{V_T^n} \hat{R} \tau_T l_T^n \left| \hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \right|^2 \frac{\exp \left[-\frac{\omega^2 l_T^2}{4 \ln(2) c_0^2} \right]}{1 + \omega^2 \tau_T^2 (1 - M_c \cos \theta)^2} d^n \mathbf{x} \quad (5.2.21)$$

führt. Bei Vergleich der markierten Komponenten in Gl. (5.2.20) und Gl. (5.2.21) wird deutlich, dass sich das Argument der Exponentialfunktion ändert. Im Fall der Tam & Auriault Korrelation werden Strouhal-ähnliche Spektren produziert, da die Strouhal-Zahl im Exponent von Gl. (5.2.20) quadratisch vorhanden ist, $St = \omega l_s / u_j$. Die FRPM-Korrelation liefert Helmholtz-ähnliche Spektren, $He = \omega l_T / c_0$ (Gl. (5.2.21)).

5.2.4 Theoretische Ableitung der Modellparameter für FRPM-CN

Da das Verbrennungslärm-Modell für Strahlflammen als konsistente Erweiterung des kalten Strahlärmmodells etabliert werden soll, müssen die FRPM-generierten Spektren entsprechend angepasst werden. Dies wird mithilfe der Anpassung des Kalibrierungsparameters für die turbulente Längenskala,

$$l_T = c_{T,l} \cdot \frac{k^{3/2}}{\epsilon}, \quad (5.2.22)$$

erreicht. Über die Kopplungskonstante in Gl. (5.2.22) wird ein Machzahl-Skalierungsgesetz der Form $c_{T,l} = c_{T,l} / Ma$ angewandt. Die Machzahl wird über den mittleren Düsenaustritts-Querschnitt bestimmt. So wird eine modifizierte Längenskala [195] verwendet, also $l_T = l_T / Ma$, wodurch auch in der FRPM-Lösung für Fernfeldspektren, Gl. (5.2.21), Strouhal-ähnliche Spektren realisiert werden. Da sich die Machzahl im Bereich $Ma \ll 1$ befindet, muss zusätzlich die effektive Quellvarianz korrigiert werden, um dem System keine künstliche akustische Energie zuzuführen, also

$$c_{T,l} = \frac{c_{T,l}}{Ma} \quad \hat{R} = \hat{R} \cdot Ma^n \quad \text{mit} \quad c_{T,l} = 0.273. \quad (5.2.23)$$

$c_{T,l} = 0.273$ ist der Wert für die Längenskalierung, der für das kalte Strahlärmmodell von Tam & Auriault vorgeschlagen wurde, realisiert mit FRPM. In Abbildung 5.2.3 ist beispielhaft ein Strouhal- (Gl. (5.2.20)) und ein Helmholtz-ähnliches (Gl. (5.2.21)) Spektrum mit experimenteller Referenz für die DLR-A Strahlflamme dargestellt. Wie in Abbildung 5.2.3 gezeigt, bestimmt die exponentielle Komponente in Gl. (5.2.20) und Gl. (5.2.21) die Form der Spektren im mittel- bis hochfrequenten Bereich. Strouhal-Ähnlichkeit ist für FRPM-Spektren also Voraussetzung zur Reproduzierbarkeit der spektralen Form aus dem Experiment in mittel- und hochfrequenten Bereichen. In Tabelle 5.1 sind die Absolutwerte der jeweiligen Kopplungskonstanten für die turbulente Längenskala und Düsenaustrittsmachzahlen für die DLR-A, -B und die H3 Flamme gelistet, die hier verwendet werden.

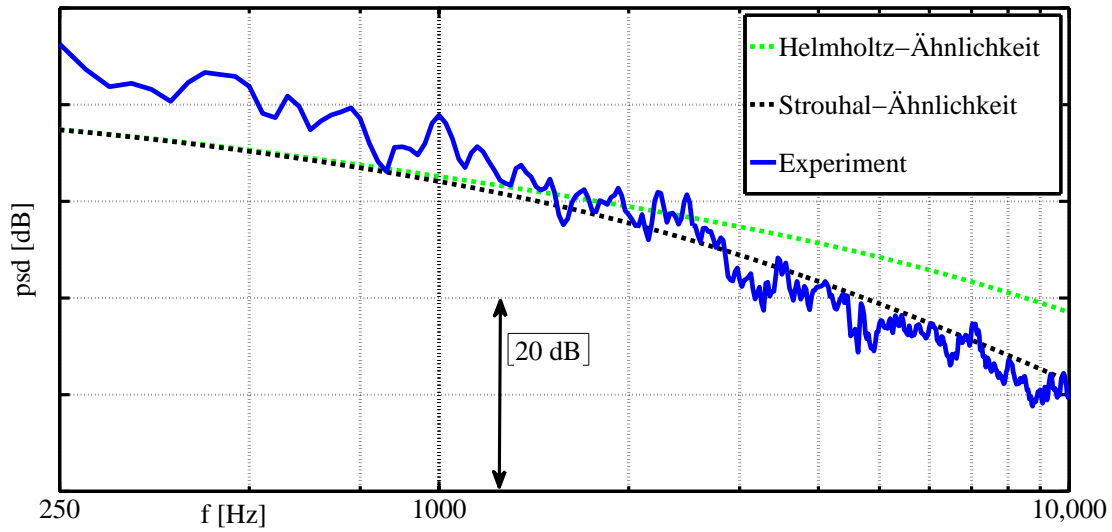


Abbildung 5.2.3: Strouhal- (Gl. (5.2.20)) und Helmholtz-ähnliche (Gl. (5.2.21)) Spektren am Beispiel der DLR-A Strahlflamme, Mikrofonposition #1.

Tabelle 5.1: Kopplungskonstanten für die turbulenten Längenskalen der Jetflammen Validierungsfälle.

Konfiguration	$\bar{u}_{Jet} [m/s]$	Ma_{Duese}	$c_{T,l}$	$c_{T,l}/Ma_{Duese}$
DLR-A	42.15	0.094	0.273	2.892
DLR-B	63.2	0.14	0.273	1.938
H3	34.8	0.07	0.273	3.819

Nach Festlegung der Kopplungskonstante für die turbulente Längenskala bleiben drei weitere Parameter, die festgelegt werden müssen. Diese sind

$$\tau_T = c_{T,\tau} \frac{k}{\epsilon} \quad \text{und} \quad \mu = \frac{\tau_2}{\tau_T} \quad \text{und} \quad \hat{R} = \frac{\widetilde{T''^2}}{c_q^2 \tau_T^2}. \quad (5.2.24)$$

Die Kopplungskonstante für die turbulente Zeitskala wird für das semi-empirische Modell von Tam & Auriault [257] mit 0.233 angegeben. Parameterstudien haben gezeigt [105], dass für FRPM-CN die beste Übereinstimmung mit experimentellen Daten erzielt werden kann, wenn dieser Kopplungsparameter vernachlässigt und damit zu $c_{T,\tau} = 1$ gesetzt wird.

Weiterhin entsteht durch Verwendung des Langevin-Modells zweiter Ordnung eine zweite Zeitskala, die den inneren stochastischen Prozess des verschachtelten Langevin-Prozesses beschreibt und mit der integralen Zeitskala über $\tau_2 = \mu \cdot \tau_T$ verknüpft ist. Über verschiedene Parameterstudien [105], die den Einfluss des Zeitskalenverhältnisses auf die Form der Verbrennungslärmspektren gezeigt haben, wird ein Least-Squares-Fit zur Bewertung der lokalen Abweichung zu experimentellen Daten durchgeführt und das optimale Zeitskalenverhältnis zu $\mu = 1/7.93$ ermittelt. Dieser Wert liegt im Bereich der in der Literatur vorgeschlagenen Größenordnung [236, 52]. Für die Validierungsrechnungen der folgenden Kapitel muss darüber hinaus sicher

gestellt werden, dass der innere stochastische Prozess über den numerischen Zeitschritt der Simulation ausreichend diskretisiert ist. Dies kann über das Verhältnis $\tau_2/\Delta t$ bestimmt werden. Eine Analyse der Langevin-Parameter für die Strahlflamme als Mittelschnitt durch das akustische Quellfeld ist in Abbildung 5.2.4 dargestellt. Gezeigt ist links die integrale Zeitskala aus

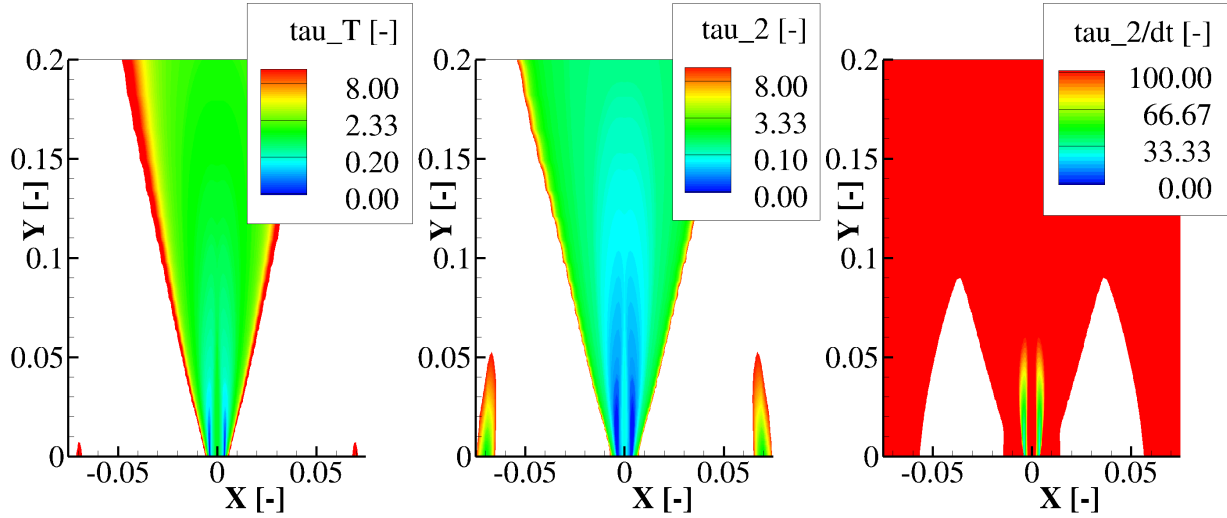


Abbildung 5.2.4: Darstellung der für das Langevin-Modell relevanten Zeitskalen des Strahlflammenproblems, beispielhaft an der DLR-A Flamme. $\tau_2/\Delta t$ entspricht dem Verhältnis der inneren Zeitskala zum Zeitschritt der numerischen Simulation.

dem RANS-Modell, wie sie auf dem Quellgebiet für FRPM-CN vorgegeben wird. Im mittleren Bild ist die sekundäre Zeitskala, die sich durch das verschachtelte Modell ergibt, gezeigt. Klar ersichtlich ist, dass die Zeitskalen deutlich geringer sind als die lokalen integralen Werte, was über das Zeitskalenverhältnis von $\mu \ll 1$ zustande kommt. Aus dieser Tatsache ergibt sich die Frage, ob der innere stochastische Prozess auch aus Sicht des numerischen Zeitschritts ausreichend erfasst ist. Daher ist auf der rechten Seite das Verhältnis von innerer Zeitskala zu numerischen Zeitschritt gezeigt. Hier wird klar, dass der innere Prozess auch in Bereichen sehr kleiner Zeitskalen nahe der Flammenwurzel mit näherungsweise 50 numerischen Zeitschritten aufgelöst ist.

Für den letzten freien Simulationsparameter, c_q , wird ein Least-Squares-Fit in für Verbrennungsregimen relevanten Bereich von ca. 200Hz-2000Hz [106] durchgeführt. In Tabelle 5.2 sind die für den 2D und 3D Anwendungsfall ermittelten Ergebnisse aufgelistet.

Tabelle 5.2: Amplitudenskalierungsparameter c_q aus $\hat{R} = \widetilde{T''^2}/(c_q^2 \tau_T^2)$ nach Least-Square-Fit.

Konfiguration	c_q	$c_{T,l}$	$c_{T,\tau}$	μ
2D	62.996	0.273	1	1/7.93
3D	1.0493	0.273	1	1/7.93

Der Wert für $c_{q,2D} = 62.996$ aus Tabelle 5.2 zeigt, dass für ebene Quell- und Schallausbreitung in der Strahlflammenanwendung eine signifikante Amplitudenkorrektur notwendig ist.

$c_{q,3D} = 1.0493$ dagegen bedeutet, dass im Fall volldimensionaler Quell- und Schallausbreitung praktisch keine Amplitudenskalierung gebraucht wird. Beide Werte sind bereits aus der Validierung vorgegriffen, der Vollständigkeit halber aber an dieser Stelle erwähnt. Wie in den Abschnitten 5.3.4, 5.3.5 und 5.4.3 gezeigt wird, sind beide Konstanten jeweils auf alle drei Strahlflammen anwendbar, somit ist Reynolds-Skalierbarkeit sichergestellt. Mit dem vorgeschlagenen $c_{q,3D}$ lassen sich absolute Schalldruckpegel für die Strahlflammenanwendung vorhersagen.

5.2.5 Quellfeldbeiträge zum Fernfeldstrahlärm

Wie in Abschnitt 5.2.4 gezeigt wird, kann das semi-analytische Modell herangezogen werden um FRPM-CN für Strahlflammenlärm als konsistente Niedrig-Machzahl-Erweiterung zum kalten Strahlärmmodell [257, 195] zu etablieren. Weiterhin dient es als Kontrollinstanz in dem Sinn, dass der Input auf dem Quellgebiet aus der CFD-RANS auf theoretischem Weg zur Überprüfung der numerisch erzielten Fernfeldspektren in der CAA verwendet werden kann.

Dieser Gedanke wird im folgenden Abschnitt nochmals aufgegriffen. In Abbildung 5.2.5 ist das Prinzip der semi-analytischen Vorgehensweise für die 3D Strahlflammenanwendung skizziert.

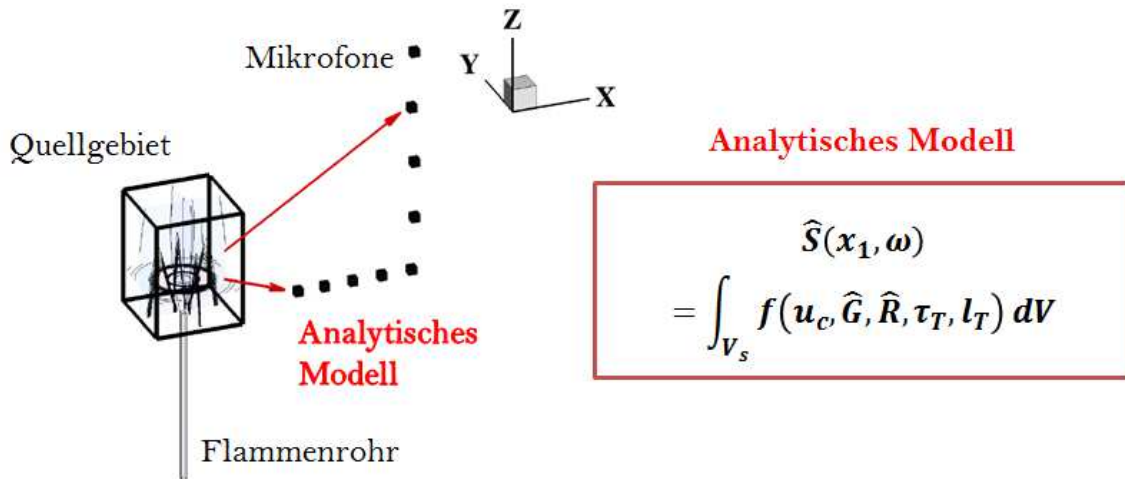


Abbildung 5.2.5: Prinzip und Integrationsprinzip des semi-analytischen Modells für Strahlflammenlärm in 3D.

Quellfeldgrößen werden über das Quellgebiet integriert und die Green'sche Funktion dient zur Beschreibung des Informationstransports zwischen akustischem Nah- und Fernfeld. Die wesentlichen Input-Größen aus der CFD sind in Abbildung 5.2.6 beispielhaft für eine Rechnung mit dem Baseline Reynolds Stress Model (BSL-RSM) zur Turbulenzmodellierung [181] und dem Burning Velocity Model (BVM) [203] für die Abbildung der chemischen Reaktionen, dargestellt.

In Abbildung 5.2.6a ist die axiale Geschwindigkeit gezeigt. Die Strömung expandiert nur schwach, die Annahme der Quellkonvektion in Axialrichtung ist also gerechtfertigt. Sowohl die turbulente Längen- als auch die integrale Zeitskala in Abbildung 5.2.6b bzw. 5.2.6c zeigen Profile in der Form, dass die kleinsten Skalen nahe der Flammenwurzel liegen und stromab kontinuierlich wachsen. Ein Vorteil der semi-analytischen Analyse ist, dass in der Numerik Anpassungen hinsichtlich des Quellfelds unter Berücksichtigung der turbulenten Längenskala

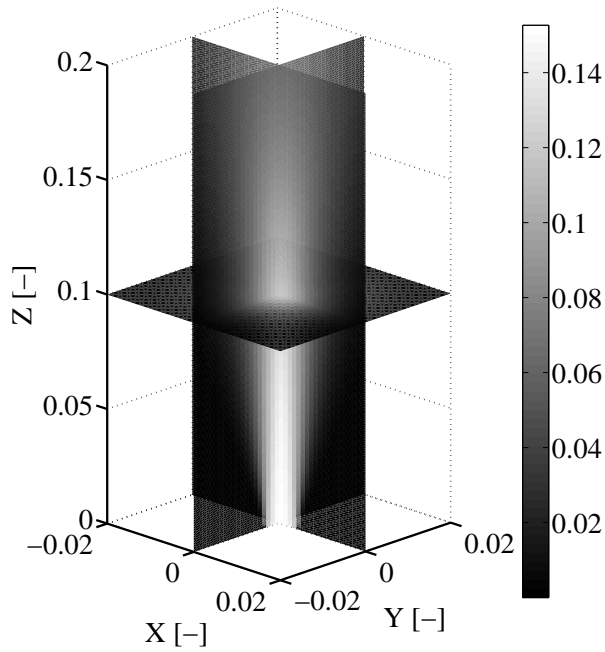
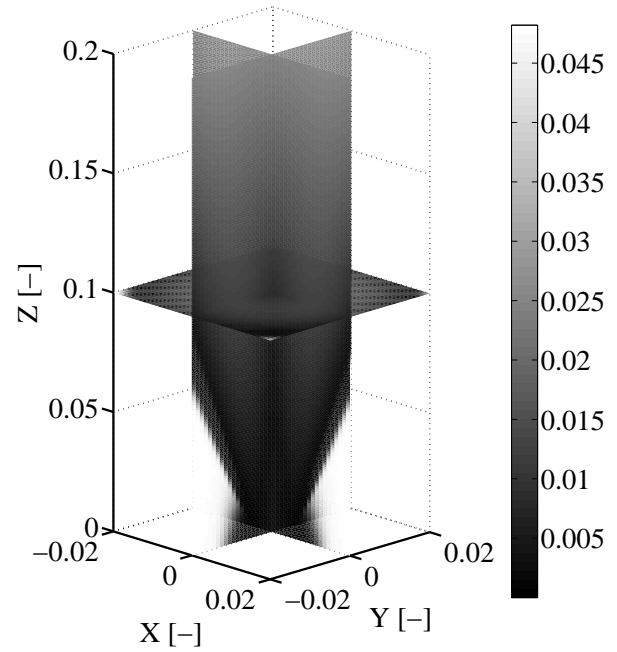
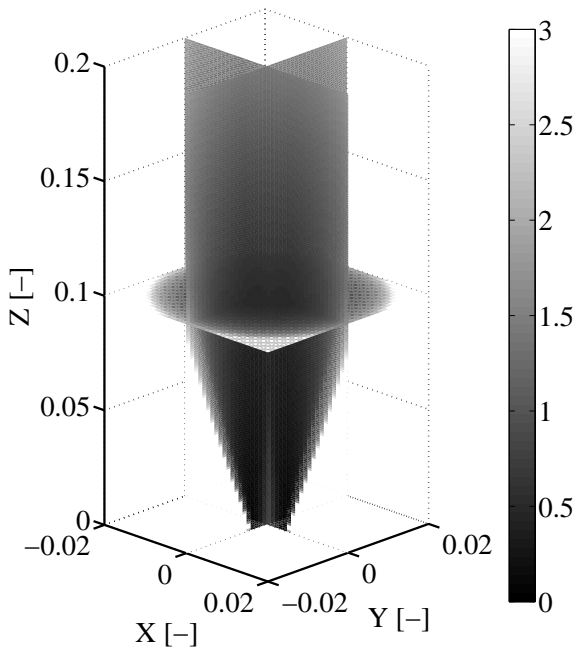
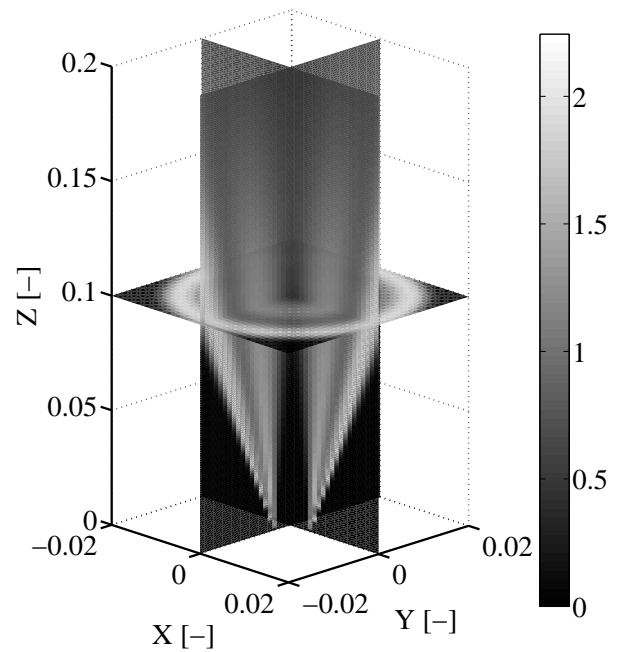
(a) Konvektionsgeschwindigkeit $u_z c_{ref}^{-1}$.(b) Integrale Längenskala $l_T f_{ref} c_{ref}^{-1}$.(c) Integrale Zeitskala $\tau_T f_{ref}$.(d) Temperaturvarianz $\widetilde{T''^2} T_{ref}^{-2}$.

Abbildung 5.2.6: Quellfeldgrößen und -statistiken zur Auswertung für Strahlflammspektren.

vorgenommen werden müssen, worauf hier verzichtet werden kann. Es werden nur skalare Größen ohne Auswirkung auf deren mittelbare und unmittelbare Umgebung ausgewertet. Deswegen kann das Quellfeld sehr kompakt gewählt und somit Rechenzeit eingespart werden. Die Feldlösung der Temperaturvarianz in Abbildung 5.2.6d dient der lokalen Amplituden-skalierung der akustischen Quellen.

Abbildung 5.2.7 zeigt den Integranden von Gl. (5.2.21), ausgewertet auf dem akustischen Quellfeld für ausgewählte Frequenzen. Alle auf dem Quellgebiet aus der CFD RANS vorgegebenen Größen sind zu den Profilen zusammengefasst, die für die jeweilige Frequenz effektiv zum Lärmspektrum beitragen. Es wird deutlich, dass für niedrige Frequenzen eher die Bereiche stromab wichtig sind, wie Abb. 5.2.7a und 5.2.7b zeigen. Frequenzen im Übergangsbereich von $f = [300\text{Hz} - 500\text{Hz}]$ werden den Quellfeld-Bereichen von Abb. 5.2.7c zugeordnet und die hochfrequenten Anteile ergeben sich aus den Gebieten nahe der Flammenwurzel, Abb. 5.2.7d. Dies ist plausibel, wenn man die Verteilung der integralen Zeitskalen aus Abbildung 5.2.6b berücksichtigt: Sehr kleine Zeitskalen bedeuten schnelle Zerfallsprozesse und damit hohe Frequenzen, wohingegen größere Zeitskalen stromab mit langsameren turbulenten Prozessen und damit niedrigeren Frequenzanteilen in Verbindung gebracht werden.

Die Auswirkungen der Analyse aus Abb. 5.2.7 auf das untersuchte Referenzspektrum der Strahlflamme (Position # 1) werden in Abb. 5.2.8 verdeutlicht. Die spektralen Beiträge werden jeweils näherungsweise dem Integranden von Gl. (5.2.21) zugeordnet. In diesem Zusammenhang wird ein weiterer Vorteil des semi-analytischen Modells deutlich. Bei der Durchführung von Parameterstudien bezüglich des numerischen Modells, also beispielsweise der Variation von turbulenten Zeit- und Längenskalen (Gl. (5.2.22), Gl. (5.2.23)) auf dem akustischen Quellgebiet, können Auswirkungen der jeweiligen Parameterstudien auf die spektrale Form direkt auf bestimmte Quellfeldbeiträge zurückgeführt und somit auf Plausibilität überprüft werden.

5.3 Validierung anhand offener Diffusions-Strahlflammen

Nach der Einführung der Validierungsfälle in Abschnitt 5.1, den entwickelten Analysetools (Abschnitt 5.2) und der untersuchten Strahlärmtheorie, werden im Folgenden die Ergebnisse der Validierungssimulationen vorgestellt.

5.3.1 Numerische Konfiguration der CFD Rechnungen

Die CFD-RANS Ergebnisse als Grundlage für die späteren Verbrennungakustik-Simulationen wurden in der vorliegenden Arbeit von Mühlbauer et al. [181, 184] übernommen. Deren Arbeiten beruhen auf einer Evaluation verschiedener CFD-Simulationsparameter wie der Gitterauflösung oder der Wahl des Turbulenz- und Verbrennungsmodells. Der Vollständigkeit halber werden hier zusammengefasst die Spezifikationen und Ergebnisse der CFD-Simulationen gezeigt.

Die Rechnungen wurden mit ANSYS CFX 11 durchgeführt. Dieser kommerzielle CFD-Code basiert auf einer Finite Volumen Diskretisierung und einem voll-impliziten Löser für unstrukturierte Gitter. Das Netz besteht aus 372000 Knoten und 363000 Elementen. In den Bereichen mit hohen Turbulenzgraden sowie großen Strömungs- und Temperaturgradienten ist es - im

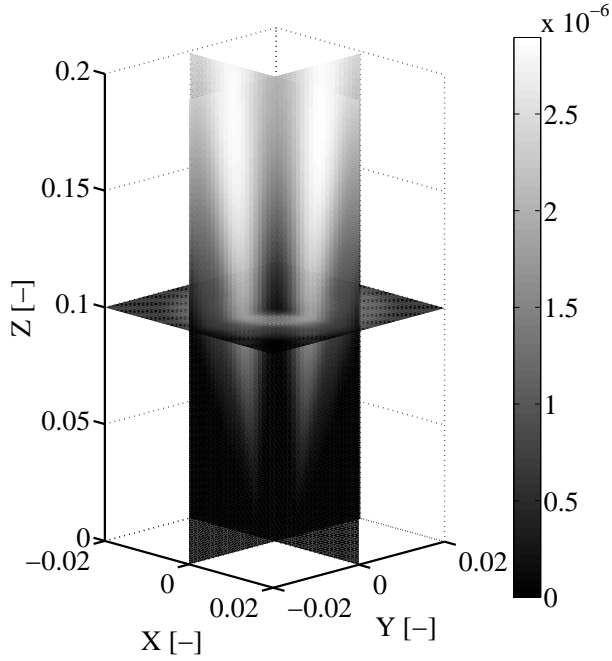
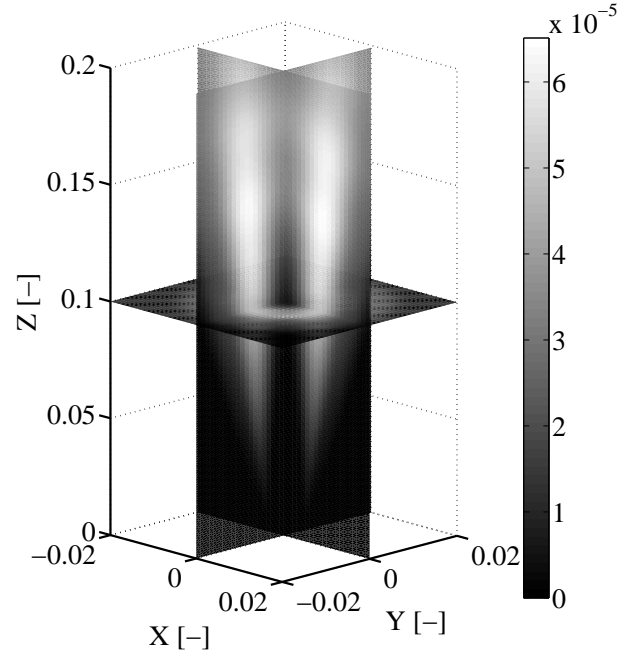
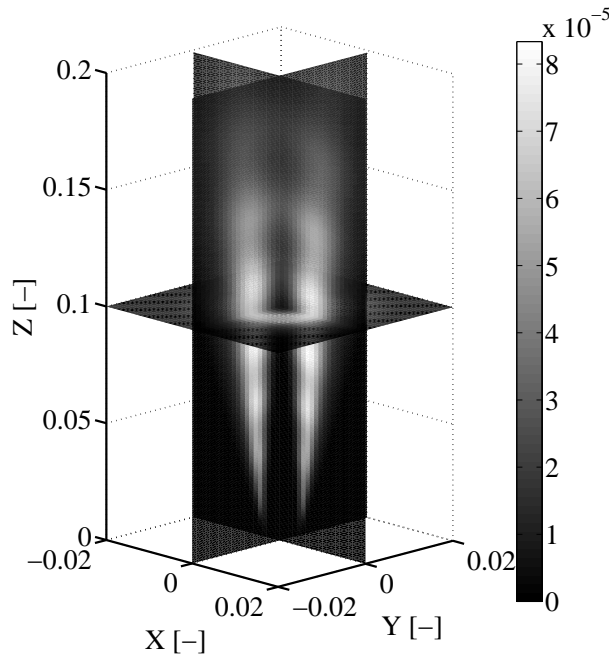
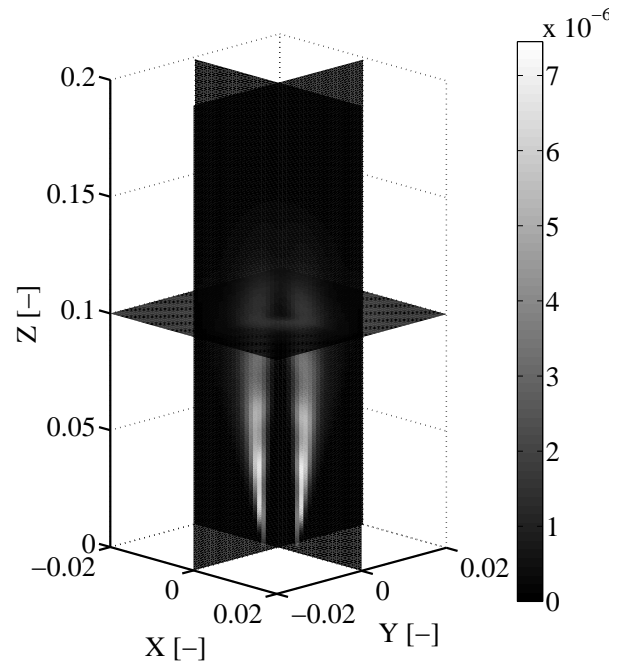
(a) Integrand für $f/f_{ref} = 10^{-2} = 3.5 Hz$.(b) Integrand für $f/f_{ref} = 10^{-1} = 35 Hz$.(c) Integrand für $f/f_{ref} = 10^0 = 345 Hz$.(d) Integrand für $f/f_{ref} = 10^1 = 3450 Hz$.

Abbildung 5.2.7: Integrand des Ausdrucks in Gl. (5.2.21) zur Identifikation direkter Anteile am Strahlärmspektrum, entdimensioniert mit $c_{ref}^3 f_{ref}^2 T_{ref}^{-1}$.

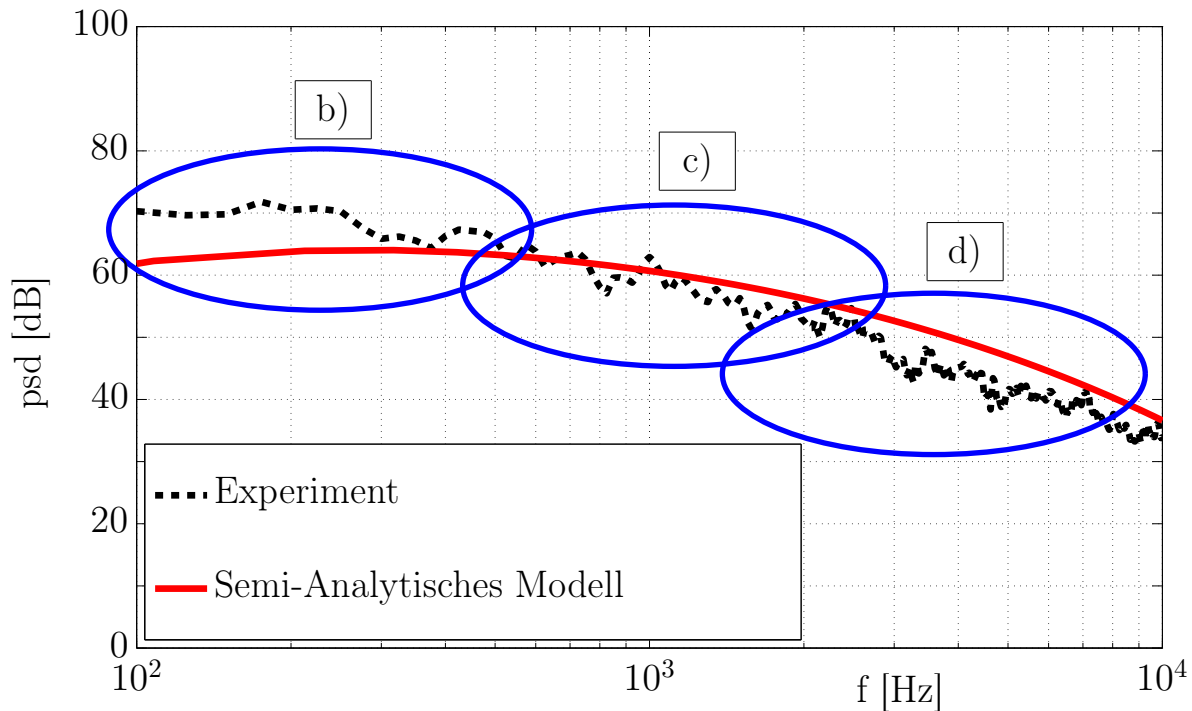


Abbildung 5.2.8: Identifikation der Beiträge zum Strahlflammen-Lärmspektrum mithilfe der semi-analytischen Analyse aus Abbildung 5.2.7.

Vergleich zum Fernfeld - stark verfeinert. Eine kompressible, voll dreidimensionale stationäre RANS-Lösung wird mithilfe des *Baseline Reynolds Stress (BSL-RSM)* Turbulenzmodells [5] ermittelt. Für die Abbildung der Verbrennungsreaktionen wird ein erweitertes Flamelet-Modell, das *Burning Velocity Model* mit einer Korrelation für die turbulente Flammengeschwindigkeit nach Zimont [282] gewählt. Ein *upwind high order scheme* für die räumliche Auflösung findet Anwendung, welches im vorliegenden Fall für eine Genauigkeit zweiter Ordnung sorgt und die Auftriebskraft wird berücksichtigt. An den Einströmrändern werden Massenströme spezifiziert, sowohl für den Brennstoff als auch für den Mantelstrom der Luft. An den Auslassrändern des Rechenfelds wird der statische Druck auf Umgebungsbedingungen gesetzt. Auf Grundlage der Feldlösung der reagierenden RANS-Simulation wird eine zusätzliche Transportgleichung für die Temperaturvarianz, Gl. (3.3.11), gelöst.

5.3.2 CFD Ergebnisse

Die Ergebnisse der CFD-RANS Simulationen werden im Folgenden anhand der längs der Achse vorliegenden Profile der DLR-A Flamme diskutiert (Abb. 5.3.1). Für das numerische Setup der CFD Rechnungen wurden verschiedene Parametervariationen [183, 184, 181] zum Einfluss von Gitter, Verbrennungs- und Turbulenzmodell durchgeführt. Da nur der Fall der besten Übereinstimmung mit experimentellen Daten zur späteren CAA-Simulation verwendet wird, werden nur diese Ergebnisse vorgestellt und diskutiert. Die Untersuchungen zur DLR-B und H3 Flamme zeigen ähnliche Übereinstimmung mit experimentellen Daten wie die zur DLR-A Flamme und nahezu identische Abweichungen und sind daher nur in Anhang B.1 angegeben.

Der Mischungsbruch wird nach der Definition von Bilger [19] ausgewertet. Die Temperatur in

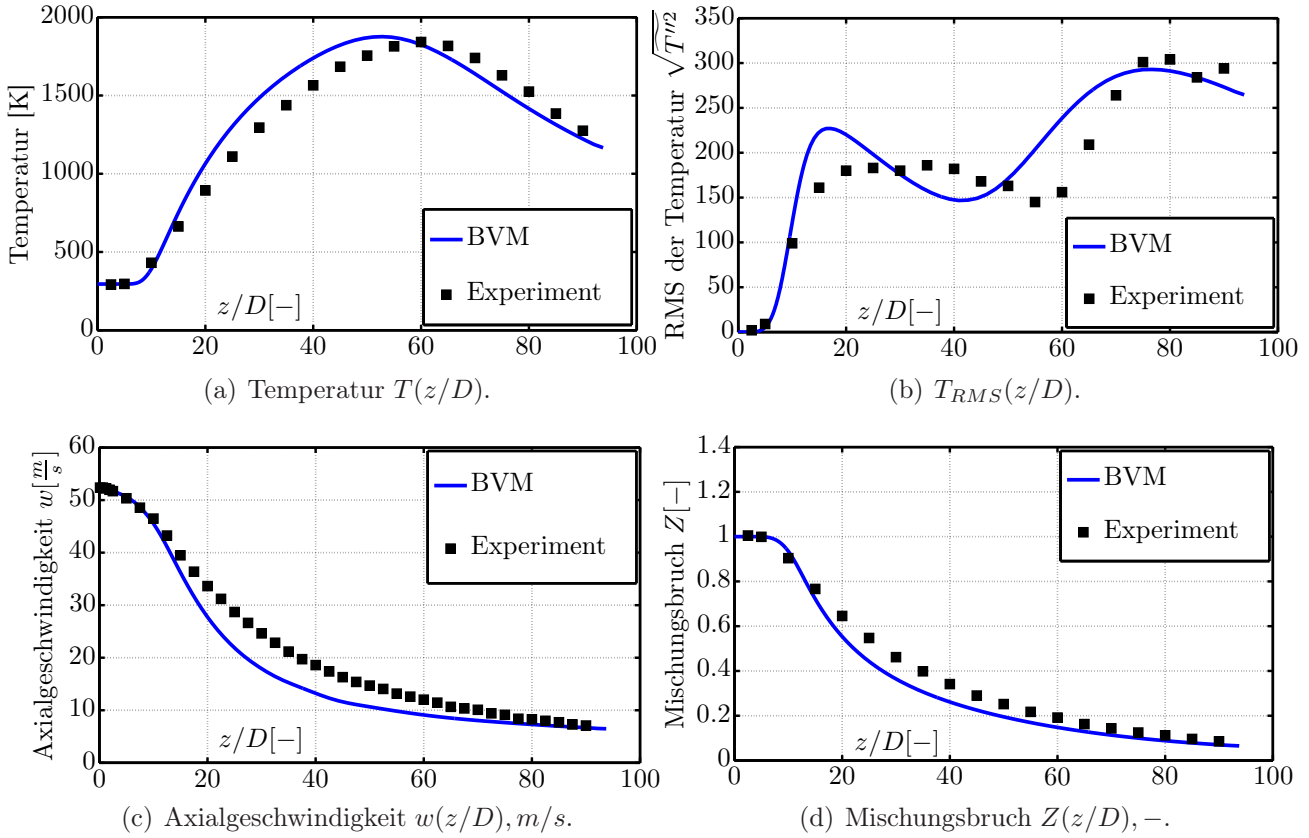


Abbildung 5.3.1: Beispielhafte Ergebnisse der reaktiven CFD-RANS für die DLR-A Flamme [183, 184, 181], $y/D = x/D = 0$, Axialprofile. BVM: *Burning velocity model*.

Abb. 5.3.1a wird besonders in den Bereichen $z/D \leq 20$ und $z/D \geq 80$ sehr gut wiedergegeben. Dies kann auch für die Profile von Axialgeschwindigkeit und Mischungsbruch in Abb. 5.3.1c und 5.3.1d festgestellt werden. Für die Verwendung der CFD-RANS Daten mit FRPM-CN ist es wichtig, die experimentellen Daten nahe der Flammenwurzel bis $z/D = 20$ möglichst akkurat zu reproduzieren, da sich das Quellfeld der CCA-Rechnungen in diesem Bereich befindet und somit eine qualitativ hochwertige Wiedergabe der Strömungs- und Turbulenzgrößen benötigt wird.

Die Spitzentemperaturen in Abb. 5.3.1a sind leicht übertreibend. Die Feldlösung weiter stromab ($z/D > 20$) ausserhalb des später definierten Quellgebiets ist für die physikalische Abbildung der Schallausbreitung insbesondere nahe der Jet-Achse wichtig, die sich gegenüber Unsicherheiten in der Simulation weniger sensitiv auswirkt als im akustischen Nahfeld, wo die Rekonstruktion der Schallquellen stattfindet. Die RMS-Profile der Temperatur werden in der Simulation aus Gl. (3.3.11) extrahiert.

Abweichungen der Simulationsprofile in Abb. 5.3.1 besonders im Bereich $z/D \in [20; 60]$ sind auf Schwächen der Turbulenzmodellierung für turbulente Jets und damit verbundene Defizite in der Abbildung von Mischungsprozessen verbunden.

Auch Abweichungen der numerisch bestimmten RMS-Temperaturprofile in Abb. 5.3.1b sind auf Schwächen in der Turbulenzmodellierung zurückzuführen. Die für die Bestimmung der Temperaturvarianz gelöste Transportgleichung (Gl. (3.3.11)) ist zum Einen eine Funktion der lokalen

skalaren Turbulenzgrößen und zum Anderen folgen die Lösungen der Gl. 3.3.11 den lokalen Temperaturprofilen. Bei Abweichungen der Temperatur zu experimentellen Daten ist also auch für die Temperaturvarianz ein Fehler zu erwarten.

Die CFD-RANS Rechnungen wurden auf zwei IBM Power5 Prozessoren in 11 CPU-h durchgeführt [184].

5.3.3 Numerische Konfiguration der CCA Rechnungen

Das Setup der Akustikrechnungen für die Strahlflammenanwendungen ist beispielhaft für die DLR-A Flamme in den Abbildungen 5.3.2 (2D) und 5.3.3 (3D) gezeigt. Das Rechengebiet ist rechteckig bzw. zylindrisch und kanonisch, es können also die drei Validierungsfälle DLR-A, -B und H3 auf identischem Rechenfeld behandelt werden. Weiterhin werden auf diesem Setup eingeschlossene Strahlflammenkonfigurationen gerechnet, welche in bisherigen Studien [191] bereits experimentell behandelt wurden. Die Spezifikationen der Diskretisierung für die

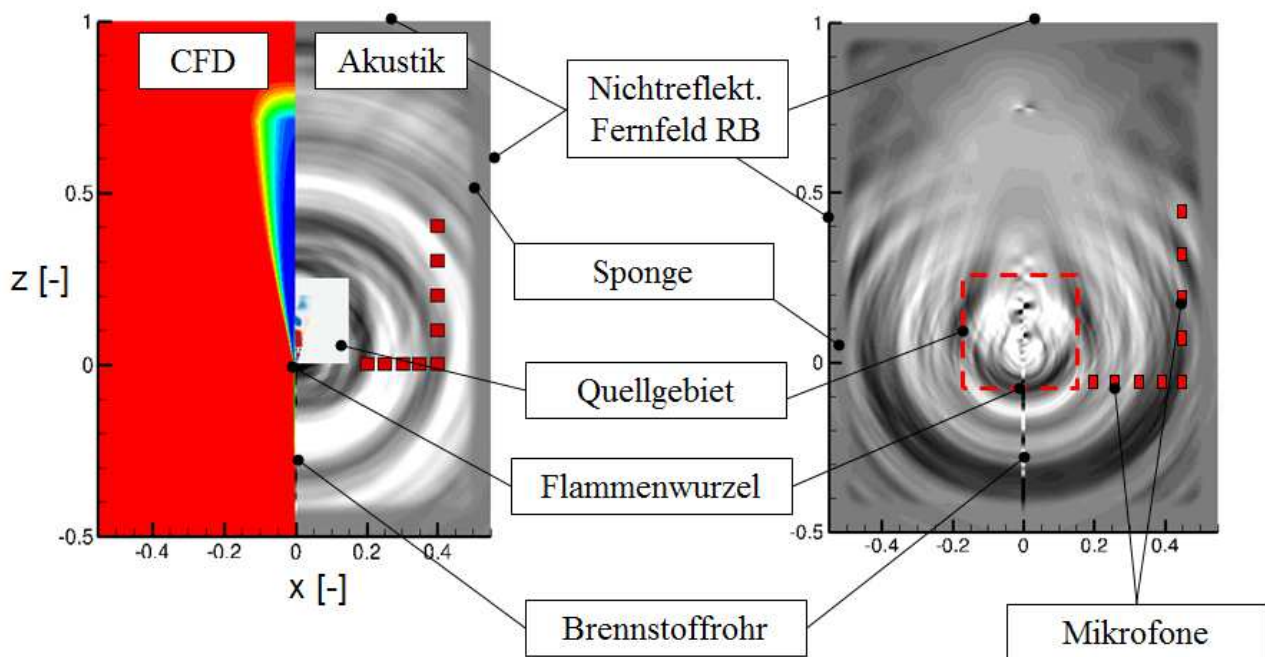


Abbildung 5.3.2: 2D FRPM-CN Setup für Strahlflammenlärm mit akustischem Quellfeld, Schalldruckverteilung und Randbedingungen.

2D und 3D Fälle sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Eine Verteilungsfunktion der Partikel an den Einströmrändern des Quellfelds stellt sicher, dass die Partikeldichte speziell in Bereichen, in denen große Einströmgeschwindigkeiten vorliegen, ausreichend groß ist. Aus diesem Grund kann speziell für die 3D Anwendung aus Effizienzgründen eine relativ geringe mittlere Partikelzahl gewählt werden. Sowohl in 2D als auch 3D sind die Diskretisierungsintervalle auf dem Quellgitter äquidistant, $\Delta x = \Delta y = \Delta z$. In beiden Fällen wird eine minimale integrale Längenskala von $l_T = 0.003$ mit vier diskreten Punkten direkt abgebildet. In den Bereichen akustischer Quellen ist die Qualität der Auflösung zum CCA Gitter identisch. Im 2D-Fall sind die Knoten beider Gitter deckungsgleich. Die minimale räumliche Auflösung des CCA-Gitters

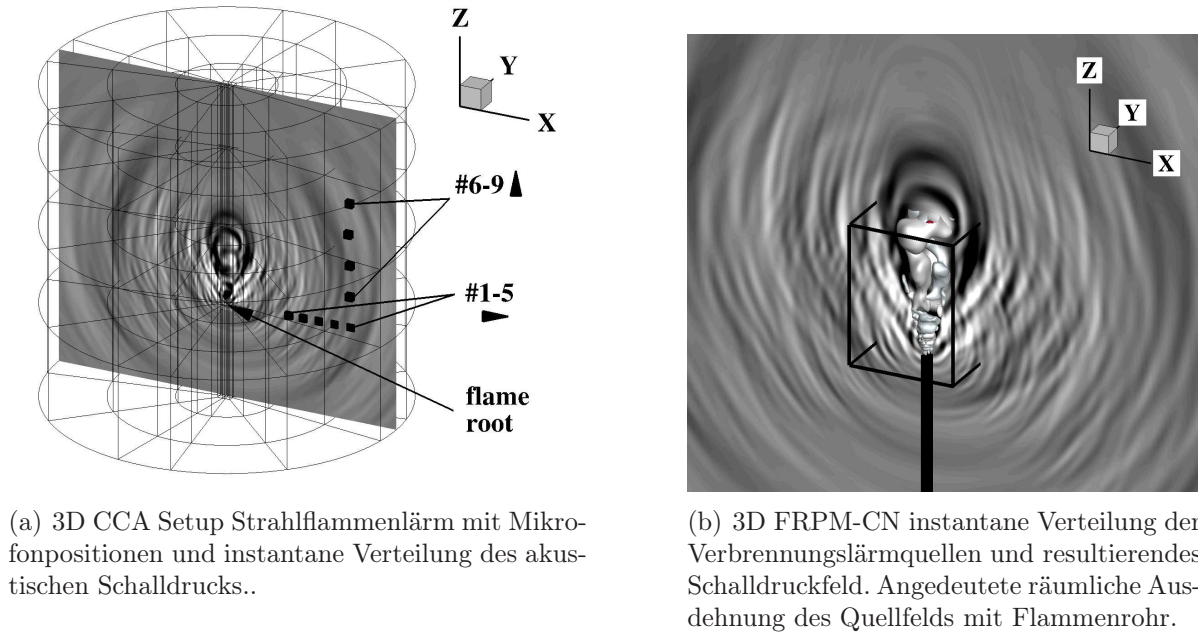


Abbildung 5.3.3: 3D FRPM-CN CCA Setup.

Tabelle 5.3: Spezifikationen der Diskretisierungen zur Strahlflammenlärmsimulation.

Dimension	CCA-Gitter	FRPM-Gitter
2D	Rechteck $x/D \in [-68.75; 68.75]$ $z/D \in [-62.5; 125]$ 0.216M Elemente, 0.222M Punkte 10.5 kHz Auflösung	Rechteck $x/D \in [-9.375D; 9.375D]$ $z/D \in [0; 25]$ 0.3K Elemente, 0.304K Punkte 5 Partikel pro Zelle
3D	Zylinder $x/D = y/D \in [-68.75; 68.75]$ $z/D \in [-37.5; 87.5]$ 15.3M Elemente, 16.8M Punkte 10.5 kHz Auflösung	Quader $x/D = y/D \in [-9.375; 9.375]$ $z/D \in [0; 25]$ 4.5M Elemente, 4.58M Punkte 0.67 Partikel pro Zelle

limitiert den globalen Zeitschritt in der numerischen Simulation. Dieser ist $\Delta t_{2D} = 3.5 \cdot 10^{-4}[-]$, $\Delta t_{3D} = 2.0 \cdot 10^{-4}[-]$. An den Mikrofonpositionen werden Frequenzen bis zu 10kHz mit sieben diskreten Punkten pro Wellenlänge aufgelöst. Für Schallausbreitung im Raum wird das *Dispersion Relation Preserving* (DRP) Schema von Tam & Webb [260] verwendet. Das Rechengebiet ist von nichtreflektierenden *Radiation*-Randbedingungen nach Tam & Webb [260] umgeben. Wände werden mit dem *Ghost-Point* Konzept nach Tam & Dong [258] abgebildet. Für den zeitlichen Fortschritt der Lösung wird ein Vierschritt Runge-Kutta Schema [49] herangezogen. Die von Singh et al. [240] experimentell ermittelten Druckspektren für die offenen Strahlflammenkonfigurationen wurden mit einem Schmalband von 25Hz berechnet. Analog wird in der Auswertung der numerischen Spektren verfahren. Die Quellfeldgrößen als Input für FRPM

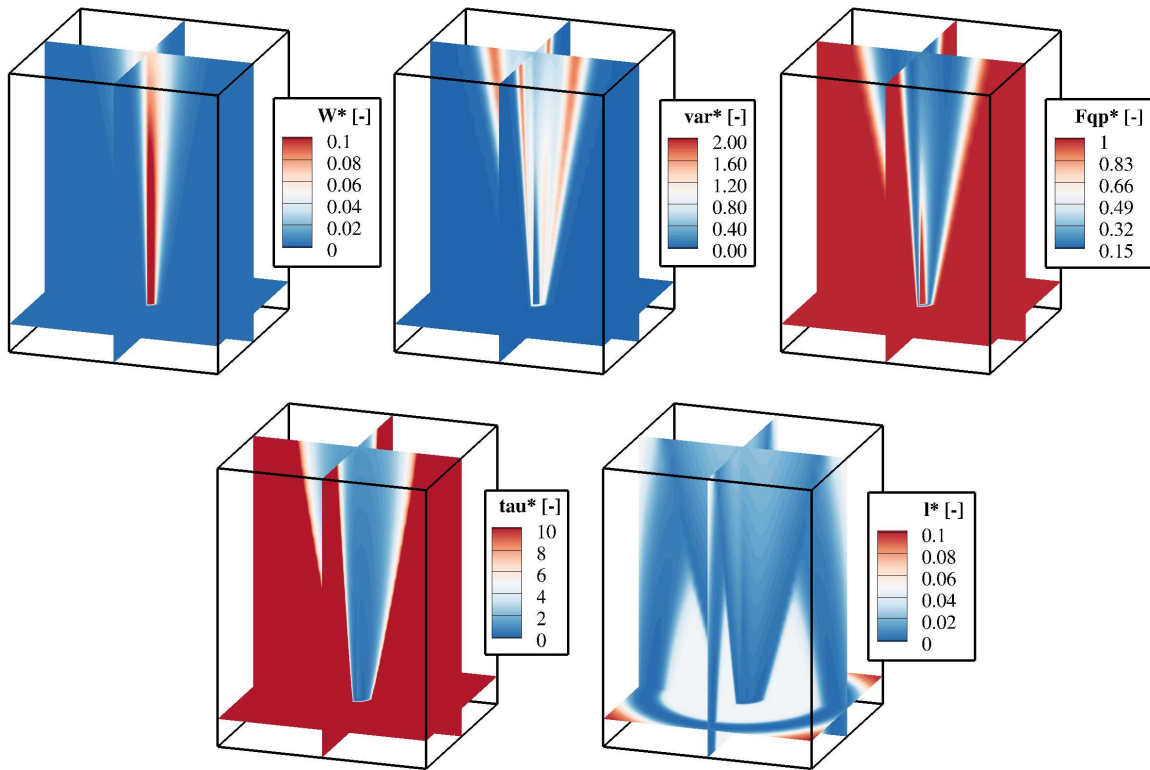
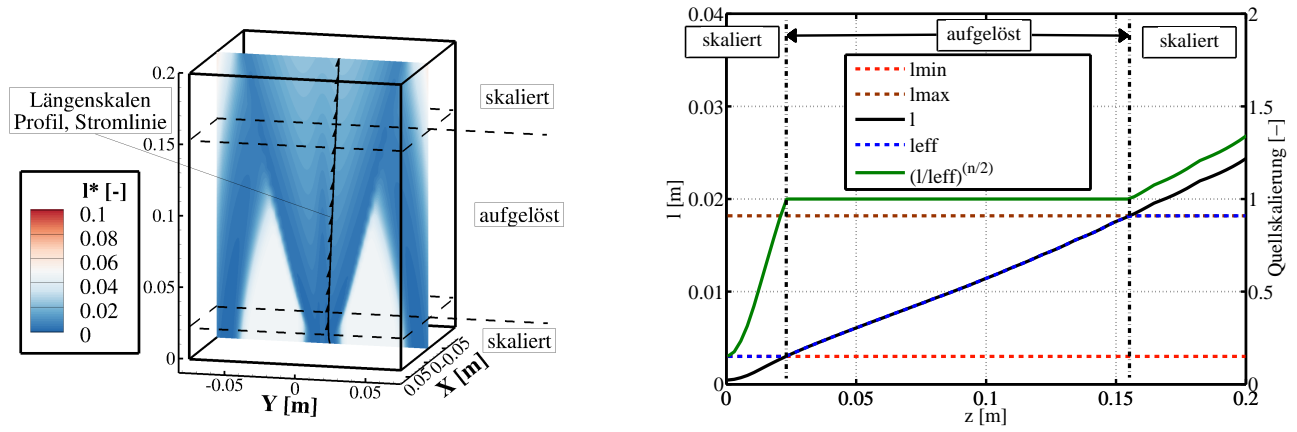


Abbildung 5.3.4: Quellfeldgrößen aus der CFD-RANS für die Strahlflammenanwendung am Beispiel der DLR-A Flamme.

sind in Abbildung 5.3.4 in dimensionsloser Form gezeigt. Die Quellfelder der 2D FRPM-CN Simulationen sind durch den Mittelschnitt in der xz -Ebene gegeben. Die akustischen Quellen konvektieren gemäß der Hauptströmungskomponente $W^* = w/c_\infty$, die lokale Amplitudenskalisierung wird über die Varianz der Temperatur $\text{var}^* = \widetilde{T'^2}/T_\infty^2$ realisiert und der Vorfaktor der Monopolquellen ist $F_{qp}^* = \gamma(\bar{p} + p_{ref})T_\infty/(\tilde{T}\rho_\infty c_\infty^2)$. Die integralen Skalen $\tau^* = f_{ref}/(\beta^*\omega)$ und $l^* = \sqrt{k}f_{ref}/(\beta^*\omega c_\infty)$ werden aus den lokalen skalaren Turbulenzgrößen bestimmt und beschreiben den turbulenten Zerfall bzw. die räumliche Ausdehnung der Quellen.

Eine Besonderheit stellt die Modellierung turbulenter Längenskalen und damit implizit die Modellierung der räumlichen Quellausdehnung dar. Gezeigt wird dies anhand der Längenskalenverteilung auf einer Stromlinie in Abb. 5.3.5a und 5.3.5b. In Abb. 5.3.5a ist ein xz -Mittelschnitt

der Längenskalenverteilung aus der CFD-RANS mit einer beispielhaften Stromlinie dargestellt, wobei in Abb. 5.3.5b die Realisierung der Längenskalen entlang dieser Stromlinie gezeigt ist. In schwarz dargestellt ist das Längenskalenprofil l aus der CFD-Simulation. l_{min} und l_{max} sind



(a) Längenskalenverteilung im akustischen Quellfeld aus der CFD-RANS mit direkt modellierten und skalierten Quellfeldbereichen, sowie einer Stromlinie zur Analyse der Längenskalenverteilung in der Abbildung rechts.

(b) Längenskalenrealisierung entlang der Stromlinie in Abbildung links mit den direkt modellierten und skalierten Längenskalen.

Abbildung 5.3.5: Behandlung des Längenskalen-Diversitätsproblems für die Strahlflammenanwendung am Beispiel der DLR-A Flamme.

das untere bzw. obere Limit der Längenskalen, die direkt auf dem Quellfeld abgebildet werden können. l_{min} ergibt sich aus der Zellgröße des FRPM-Gitters und l_{max} aus der lateralen Ausdehnung des Quellgebiets, da nur Quellen direkt abgebildet werden können, deren Längenskalen innerhalb der Breite des Quellfelds liegen. Dementsprechend ergibt sich eine effektiv realisierte Längenskalenverteilung l_{eff} . Da die Bereiche $z < 0.02m$ und $z > 0.16m$ ausserhalb des direkt auflösbaren Bereichs liegen, würden diese falsch abgebildet. Um in der Konsequenz dem System keine künstliche akustische Energie zu- oder abzuführen, wird der Quellterm mit einem Vorfaktor gemäß dem Längenskalenverhältnis [49]

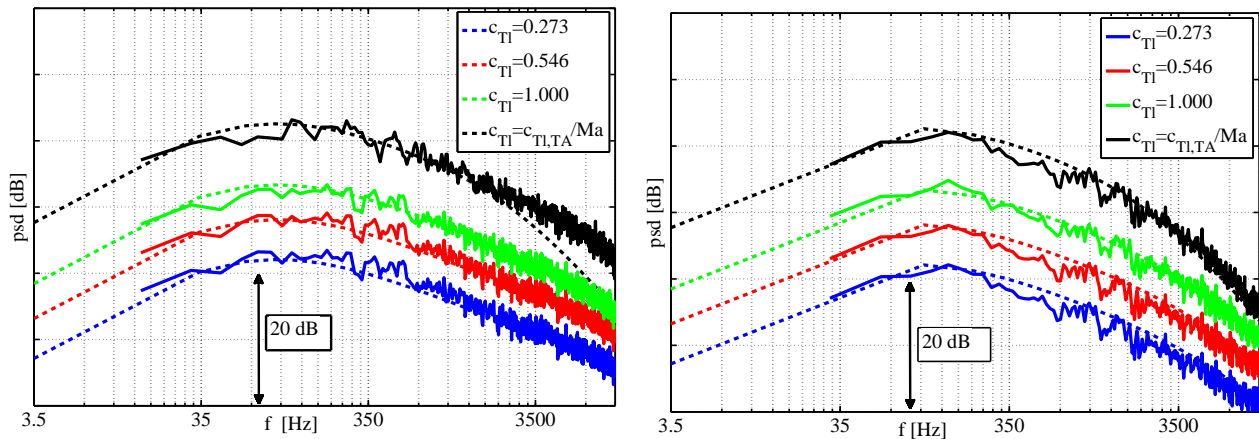
$$\varphi = \left(\frac{l_T}{l_{T,eff}} \right)^{\frac{n}{2}} \frac{\gamma \bar{p}}{\bar{T}} \sqrt{\frac{T'^2}{\tau_T^2}} \quad (5.3.1)$$

multipliziert. n ist die räumliche Dimension. Dieser Vorfaktor wird in Abb. 5.3.5b durch die grüne Kurve auf der Achse "Quellskalierung" abgebildet. Quellen, die also wegen einer geringen Längenskala zu klein sind um direkt auf dem Quellfeld abgebildet zu werden, sind durch das FRPM-Gitter zu groß abgebildet. Dementsprechend wird die Amplitude gemäß dem Vorfaktor in Gl. (5.3.1) verringert. Für Quellen in $z > 0.16m$ gilt analog der gegenteilige Effekt und die durch die Quellen realisierte Anregung ist trotz einer großen Diversität der Längenskala auch für Quellgitter mit geringer räumlicher Auflösung konservativ. In den Bereichen direkter Längenskalen-Abbildung ist der Vorfaktor eins.

5.3.4 2D FRPM-CN Ergebnisse

In Kapitel 5.2 wurden alle Modellparameter, die zur Validierung von FRPM-CN anhand von Strahlflammenlärm notwendig sind, theoretisch mithilfe eines semi-analytischen Ansatzes oder durch Analogien zu einem kalten Strahlärmmodell aus der Literatur abgeleitet. Die Auswirkungen übriger Parameter auf Form und Amplitude resultierender Druckspektren wurde analysiert und es erfolgte eine Anpassung an experimentelle Referenzspektren mittels Least-Square Fits. Im folgenden Abschnitt werden nun zunächst die 2D FRPM-CN Simulationsergebnisse für die DLR-A, -B und H3 Flamme vorgestellt. Weiterhin werden ausgewählte Parameterstudien zur Variation der Turbulenz-Größen und deren Einfluss auf die Druckspektren am Referenzfall der DLR-A Flamme aufgezeigt.

In Abb. 5.3.6 sind Parametervariationen der turbulenten Längenskalen durch den Kopplungsparameter $c_{T,l}$ dargestellt. Bei erster Betrachtung der Spektren in den Abb. 5.3.6a und 5.3.6b zeigt sich, dass eine Erhöhung von $c_{T,l}$, also eine Vergrößerung der Quellen durch die integrale Längenskala gemäß $l_T = c_{T,l} k^{3/2} / \epsilon$ erwartungsgemäß zu höheren Lärmpegeln im gesamten Spektrum führt. Für einen sehr großen Bereich der Längenskalenvariation können die numerisch ermittelten Spektren auch analytisch sehr gut abgebildet werden. Da die Evaluation der



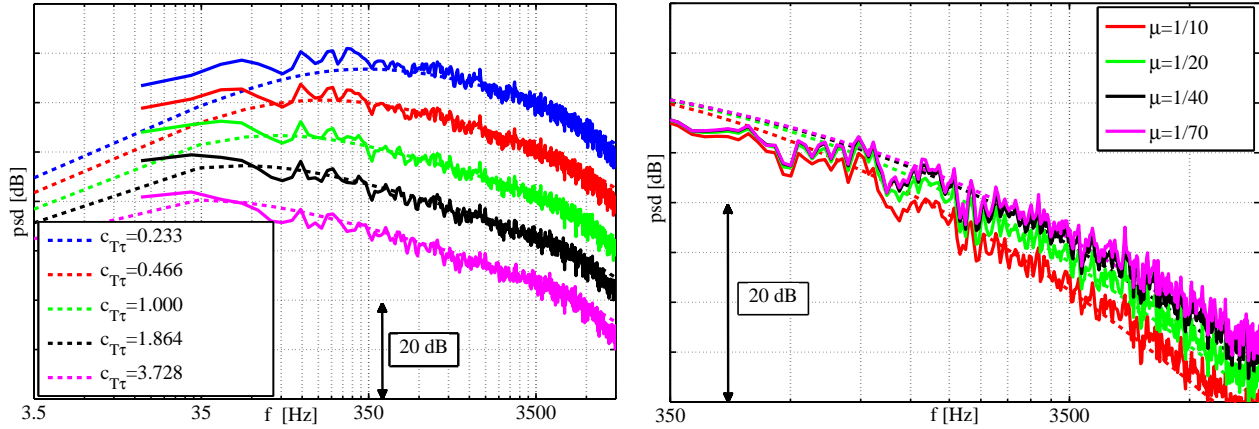
(a) Variation mit turbulentem Zerfall erster Ordnung (Langevin). (b) Variation mit turbulentem Zerfall zweiter Ordnung (Langevin).

Abbildung 5.3.6: Variation der turbulenten Längenskala aus der CFD-Simulation, Auswirkung auf die Druckspektren der DLR-A Flamme an der Position #1, $25D/0D$.

Kopplungsparameter in Kapitel 5.2 gezeigt hat, dass die Längenskalenmodellierung mit $c_{T,l}/Ma$ erfolgen muss, ergeben sich hier sehr große Werte für die Längenskalen. Dies stellt sich besonders für die Verwendung des Langevin Ansatzes erster Ordnung als kritisch heraus, da dieser einfachere stochastische Ansatz in diesem Fall hochfrequentes Rauschen produziert. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Unstetigkeit im Prozess, wie sie in den Abschnitten 3.2.3 und 3.2.4 beschrieben wurde, besonders bei großen Längenskalen zu numerischen Problemen führen kann. Der geglättete stochastische Prozess zweiter Ordnung umgeht dieses Problem und führt dazu, dass auch bei extremer Längenskalenkalierung der spektrale Abfall der analytischen Vorhersage sehr genau abgebildet werden kann, wie in Abb. 5.3.6b gezeigt ist. Deswegen wird im

Folgenden ausschließlich der Ansatz zweiter Ordnung für die Durchführungen der 2D und 3D FRPM-CN Simulationen verwendet.

Eine Variation der turbulenten Zeitskala ist in Abb. 5.3.7a dargestellt, sowie eine Variation des Zeitskalenverhältnisses im verschachtelten Langevin-Prozesses in Abb. 5.3.7b. Die Variation der



(a) Variation mit turbulentem Zerfall zweiter Ordnung (b) Variation des Zeitskalenverhältnisses im Langevin Prozess.

Abbildung 5.3.7: Variation der turbulenten Zeitskalen aus der CFD-Simulation, Auswirkung auf die Druckspektren der DLR-A Flamme an der Position #1, $25D/0D$.

Zeitskala in Abb. 5.3.7a ergibt, dass diese sich lediglich auf die Form der Spektren für niedrige Frequenzen auswirkt und ansonsten die Schalldruckpegel über alle Frequenzen konstant verschiebt. Über den größten Frequenzbereich der Spektren wird die Vorhersage des analytischen Modells sehr genau wiedergegeben. In mittel- und hochfrequenten Bereichen bewirkt die Variation der Zeitskala eine Amplitudenverschiebung, weswegen der Parameter vernachlässigt und zu $c_{T,\tau} = 1$ für die nachfolgenden Rechnungen gesetzt wird.

Eine Modifikation des Zeitskalenverhältnisses $\mu = \tau_2/\tau_1$ in Abb. 5.3.7b bedeutet effektiv eine Einstellung der turbulenten Fluktuationen auf Ebene eines Taylor'schen Maßes. Je prominenter der innere stochastische Prozess, desto geringer werden kleinskalige Fluktuationen bewertet. Diese Stellgröße kann nicht ohne Weiteres theoretisch abgeleitet werden und ist daher Gegenstand der numerischen Anpassung an die experimentellen Referenzspektren.

Nach Anpassung des FRPM-CN Spektrums für die DLR-A Flamme an Referenzposition #1, $25D/0D$ im Hinblick auf die Parameter c_q, μ wird der resultierende Parametersatz auf Anwendbarkeit für die übrigen Mikrofonpositionen und die DLR-B Flamme getestet, was in Abb. 5.3.8 und 5.3.9 gezeigt ist. Die semi-analytische Lösung reproduziert hierbei die Form der Druckspektren, jedoch nicht absolute Pegel. 2D FRPM-CN liefert für den ermittelten Parametersatz eine sehr gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten an allen Mikrofonpositionen, sowohl für die DLR-A, als auch für die DLR-B Konfiguration. Somit ist Reynolds-Skalierbarkeit der Methode für die Strahlflammenanwendung bei Verwendung des Machzahl-Skalierungsgesetzes aus Gl. (5.2.23) nachgewiesen. Die spektrale Form der Strouhal-ähnlichen Spektren ist konsistent sehr gut wiedergegeben und somit wird auch der turbulente Zerfall in 2D FRPM-CN über das Langevin-Modell akkurat abgebildet. Das semi-analytische Modell zur Abbildung

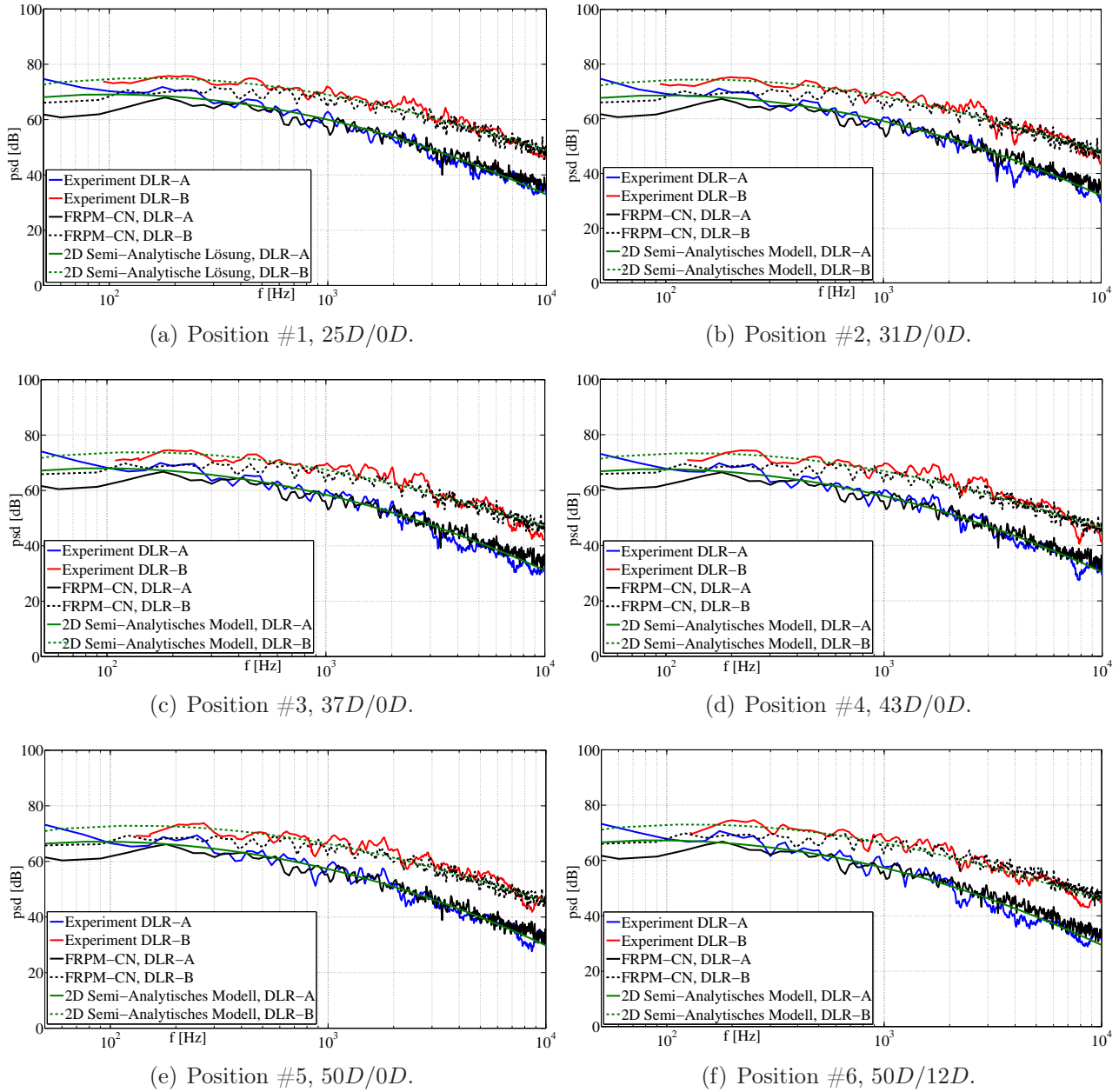


Abbildung 5.3.8: Vergleich experimentell, numerisch und analytisch ermittelter Druckspektren unter Verwendung der angepassten Modellparameter gemäß Abschnitt 5.2, Positionen #1-#6 für die DLR-A und DLR-B Flamme.

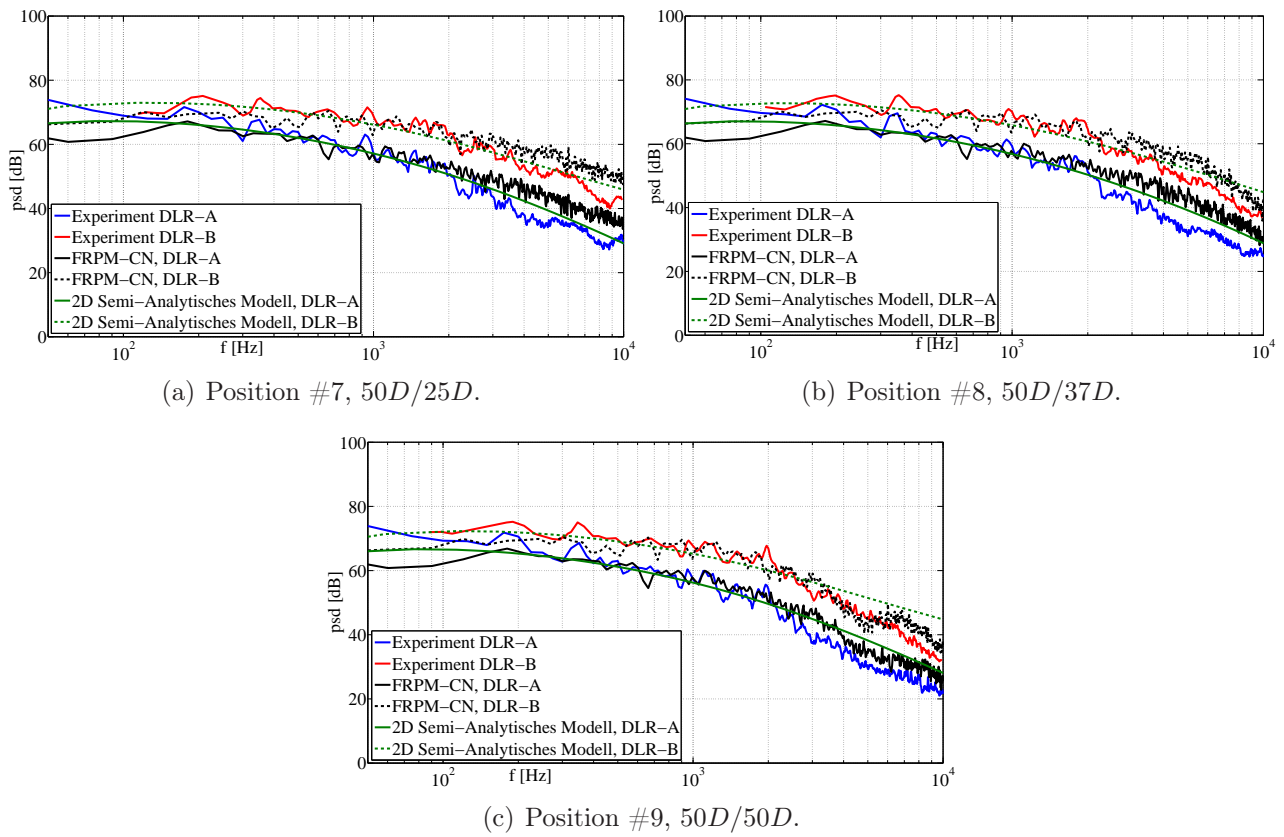


Abbildung 5.3.9: Vergleich experimentell, numerisch und analytisch ermittelter Druckspektren unter Verwendung der angepassten Modellparameter gemäß Abschnitt 5.2, Positionen #7-#9 für die DLR-A und DLR-B Flamme.

der spektralen Form von Strahlflammen aus Abschnitt 5.2 liefert ebenfalls eine sehr genaue Reproduktion des Experiments. Der spektrale Abfall wird über den gesamten Frequenzbereich und alle Mikrofone für beide Flammen sehr gut wiedergegeben. Die DLR-B Flamme mit höherer Düsenaustritts-Machzahl weist konsistent einen geringeren spektralen Abfall auf als die DLR-A Flamme. Dies hängt mit den beiden Unterschieden der höheren Strahlgeschwindigkeit in der DLR-B Flamme und den niedrigeren turbulenten Zeitskalen nahe der Flammenwurzel zusammen. Das analytische Modell basiert auf dem Langevin-Modell zweiter Ordnung, welches in den vorherigen Parameterstudien als das für Strahlflammenlärm besser geeignete Modell zur Turbulenzabbildung identifiziert wurde.

Weiterhin wird die Reproduktionsfähigkeit lokaler Einpunkt-Statistiken durch 2D FRPM-CN nachgewiesen. Dies ist in den Abbildungen 5.3.10 für die DLR-A Flamme und 5.3.11 für die DLR-B Flamme gezeigt. Die Vorgabe zeigt in beiden Fällen ein für Strahlflammen klassi-

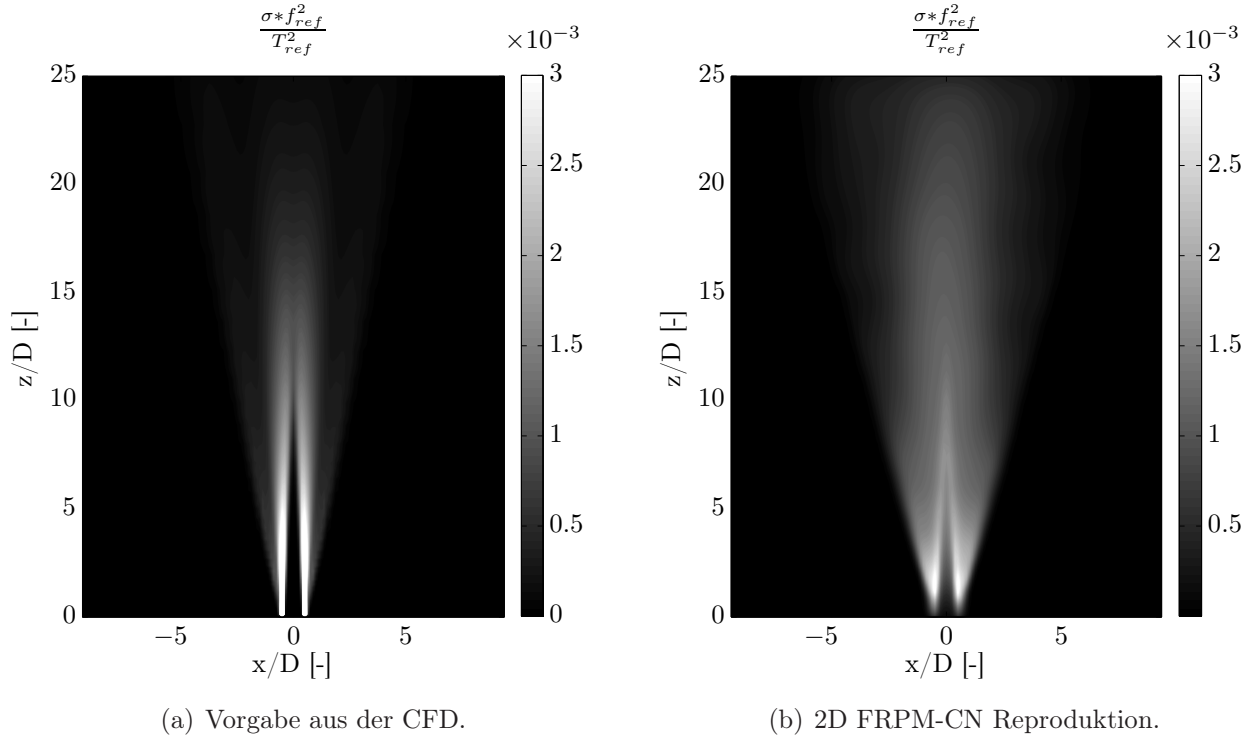


Abbildung 5.3.10: Analyse der 2D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit der lokalen Zielvarianz $\sigma = \widetilde{T'^2}/\tau_T^2$ für die DLR-A Flamme.

ches Doppelprofil der Varianz, welches am Austritt des Brennstoffrohrs seine Maximalwerte hat. Diese sind für die DLR-B Flamme (Abb. 5.3.11) leicht höher als für die DLR-A Flamme (Abb. 5.3.10) und somit mitverantwortlich für die höheren Pegel der Schalldruckspektren in den Abbildungen 5.3.8 und 5.3.9. Die durch 2D FRPM-CN reproduzierten Fällen ergeben in beiden Fällen eine ähnliche Profilform mit Absolutwerten in derselben Größenordnung. Die reproduzierten Profile erscheinen allerdings verschmiert. Dies ist auf die deutlich hochskalierten räumlichen Ausdehnungen der Quellen gemäß dem Machzahl-Skalierungsgesetz (Gl. (5.2.23)) zurückzuführen. Die leicht niedrigeren Absolutwerte sind auf ähnliche Effekte zurückzuführen, wie sie bereits bei der Verifikation von FRPM-CN in Kapitel 4 beobachtet wurden, nämlich eine vergleichsweise geringe Profilbreite der Varianz im Vergleich zur lokalen turbulenten Län-

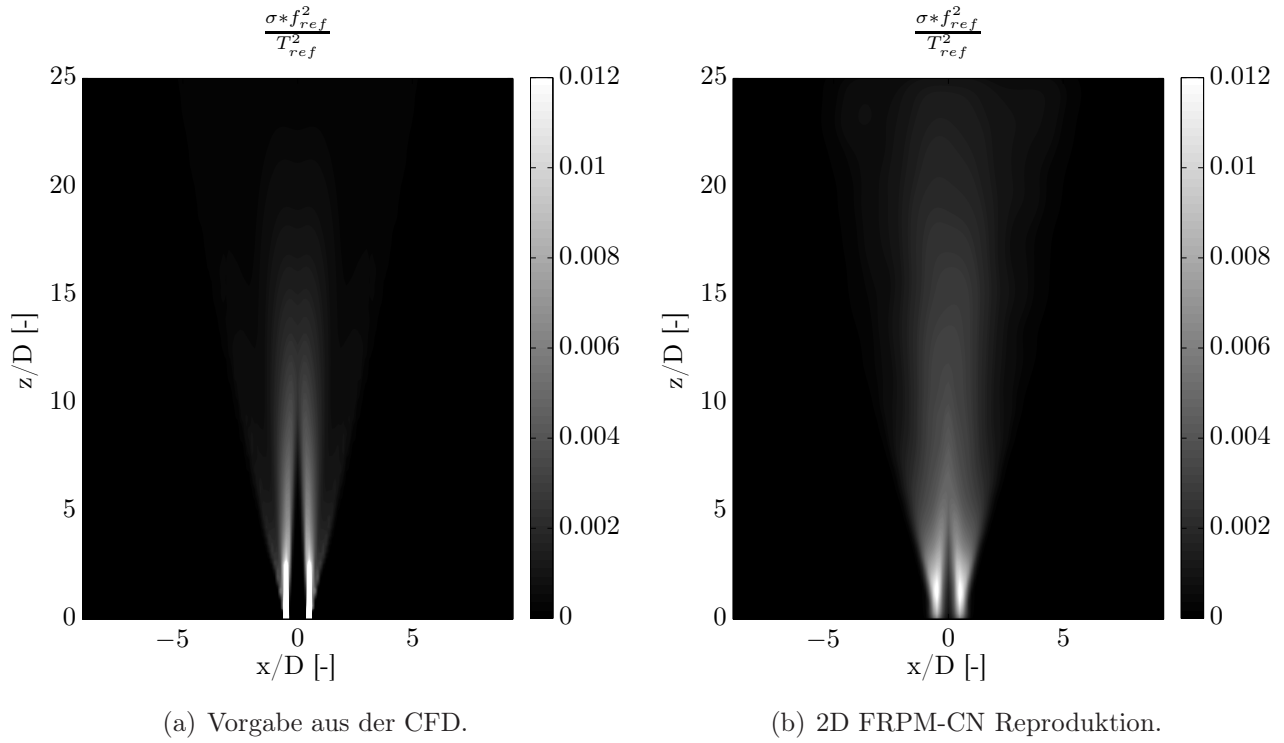


Abbildung 5.3.11: Analyse der 2D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit der lokalen Zielvarianz $\sigma = \widetilde{T'^2}/\tau_T^2$ für die DLR-B Flamme.

genskala und damit verbundenen Schwächen des rekursiven Filters, in diesem Fall absolute Amplituden akkurat abbilden zu können. Insgesamt kann jedoch in beiden Fällen eine ausreichend gute Übereinstimmung erzielt werden.

Weiterhin wird die Direktivität der Schallabstrahlung beider Flammen auf einem Kreisprofil mit Radius $R = 1.8$ um den Austrittsquerschnitt der Brennstoffdüse und damit der Einfluss von Refraktion auf die Schallemission in Abb. 5.3.12 untersucht. Bei Betrachtung der frequenz aufgelösten Profile wird deutlich, dass beide Flammen eine ähnliche Abstrahlcharakteristik aufweisen. Diese verhält sich relativ homogen für niedrige Frequenzen. Für höhere Frequenzen wird eine dominante Abstrahlung in ca. 60° zur Flammenhauptachse und Strömungsrichtung beobachtet. Bei höheren Frequenzen wird ausserdem der Effekt der Refraktion deutlicher, da hier ein sogenannter *Cone of Silence*, also ein Bereich ausgedünnter Schallintensität um die Flammenhauptachse herum, ausgeprägt ist.

Um neben der Reynolds-Skalierbarkeit durch Änderung der Strömungsgeschwindigkeit auch Reynolds-Skalierbarkeit durch Änderung der Stoffdaten nachweisen zu können, werden Simulationen mit 2D FRPM-CN zur H3-Flamme untersucht. Für die H3-Flamme liegen keine experimentell ermittelten Druckspektren vor. Deswegen werden die Simulationsergebnisse anhand von Schallintensitäts-Spektren validiert. Der Vergleich ist in Abb. 5.3.13 gezeigt. Die H3-Flamme wird ebenfalls konsistent mit dem Modellparametersatz der DLR-A Flamme behandelt. Die Schallintensitäts-Spektren in Abb. 5.3.13 zeigen ähnliche Charakteristiken wie die Schalldruckspektren der DLR-Flammen. Diese sind konstante Pegel im niederfrequenten Bereich sowie ein kontinuierlicher $1/f$ -Abfall bei höheren Frequenzen. Sowohl Pegel als auch spektrale Form werden mit 2D FRPM-CN für alle Mikrofonpositionen sehr gut abgebildet. Lediglich bei den

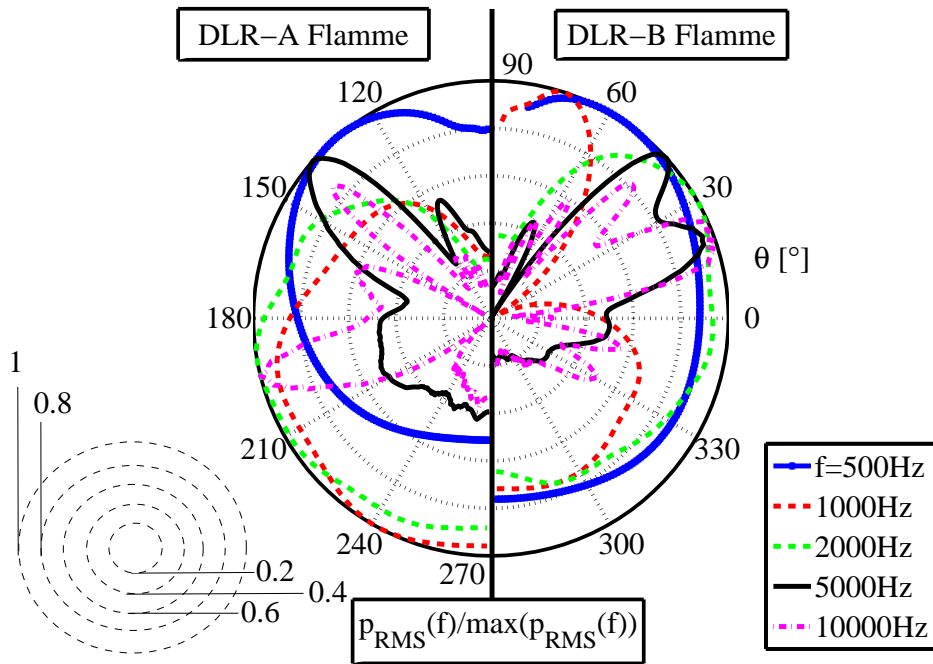


Abbildung 5.3.12: Frequenzaufgelöste Direktivität der Schallabstrahlung für die DLR-A und -B Flamme auf einem Kreis mit Radius $R = 1.8$ um den Austritt des Brennstoffrohrs. Werte normalisiert auf den jeweiligen Profilmaximalbetrag von p'_{RMS} .

stromab-Positionen, auf denen I_z ausgewertet wird, ergeben sich Abweichungen im hochfrequenten Bereich, was auf Ungenauigkeiten in der Abbildung der Refraktion zurückgeführt werden kann.

Die Reproduktion der aus der CFD vorgegebenen Zielvarianz ist für die H3-Flamme in Abb. 5.3.14 dargestellt. Analog zur vorherigen Analyse der DLR-Flammen ergeben sich identische Charakteristika der Profile. Die Verschmiertheit des 2D FRPM-CN Profils ist für die H3-Flamme am ausgeprägtesten, da hier die extremste Längenskalenskalierung gemäß Gl. (5.2.23) erfolgt. Die H3-Flamme hat von den drei untersuchten Flammen die mit Abstand geringste Düsenaustritts-Machzahl. Auch die Auswertung der frequenzaufgelösten Direktivität und der direkte Vergleich mit der DLR-A Flamme in Abb. 5.3.15 ergibt ähnliche Tendenzen zur vorherigen Analyse. Refraktion ist ausgeprägter bei hohen Frequenzen, wohingegen bei niedrigen Frequenzen relativ homogen abgestrahlt wird. Der direkte Vergleich zwischen DLR-A und H3 Flamme macht den Unterschied zwischen verschiedenen Graden an Längenskalen-Skalierungen (DLR-A: $c_{T,i}/Ma = 2.892$, H3: $c_{T,i}/Ma = 3.819$) deutlich. Je größer die Längenskalen im Quellfeldbereich, desto stärker und gleichzeitig homogener verteilt ist die Schallabstrahlung bei niedrigen Frequenzen. Im hochfrequenten Bereich dagegen ergeben sich nur minimale Unterschiede. Durch die Validierung von 2D FRPM-CN anhand dreier verschiedener Strahlflammen-Konfigurationen konnte Reynolds-Skalierbarkeit und deren Abbildbarkeit mit 2D FRPM-CN durch sowohl Variation von Brennstoffgeschwindigkeit als auch -gemisch nachgewiesen werden. Zweidimensionale Validierungsfälle und somit auch ebene Quell- und Schallmodellierung sind allerdings nicht universell anwendbar, da diese immer eine künstliche Amplitudenskalierung be-

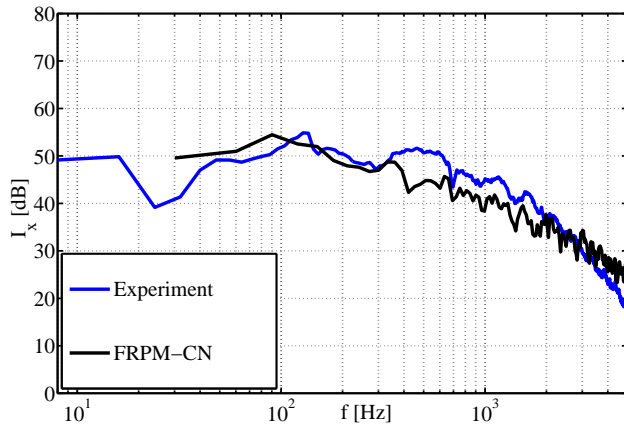
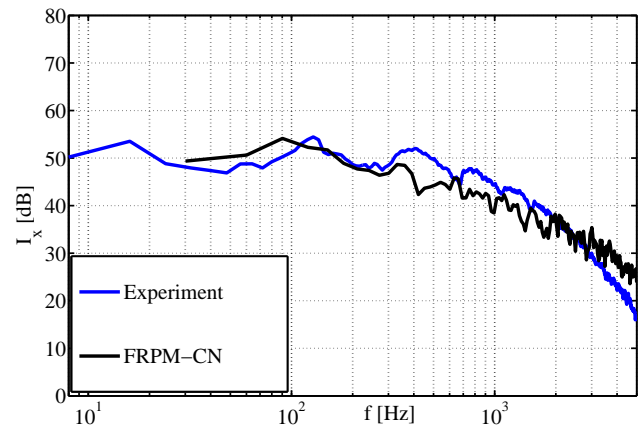
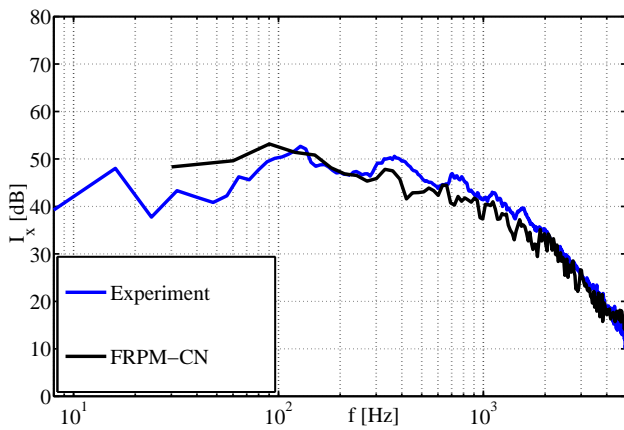
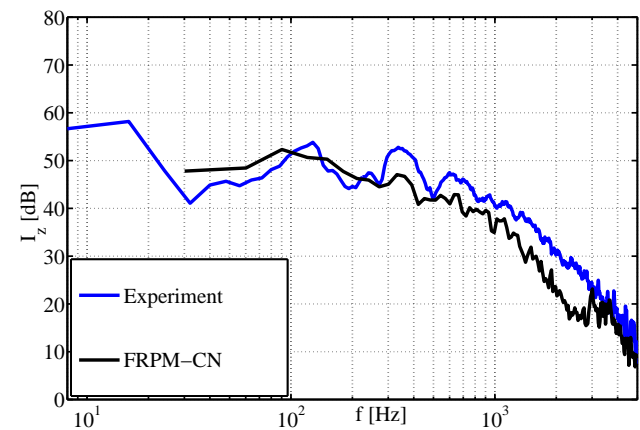
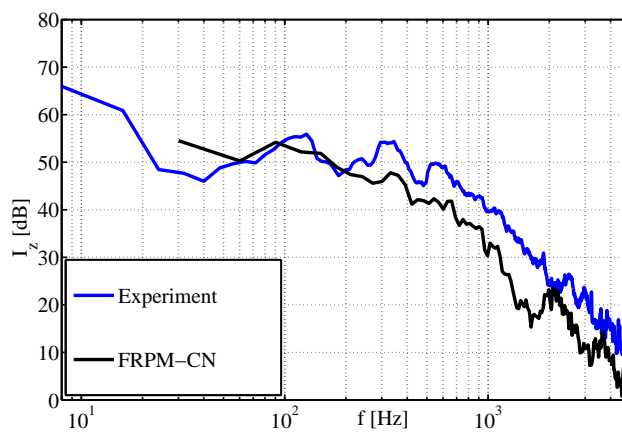
(a) I_x , Position #10, 63D,18D.(b) I_x , Position #11, 63D,43D.(c) I_x , Position #12, 63D,68D.(d) I_z , Position #13, 50D,80D.(e) I_z , Position #14, 25D,80D.

Abbildung 5.3.13: Vergleich experimentell und numerisch ermittelter Schallintensitäts-Spektren für die H3 Flamme an den Mikrofonpositionen #10-#14.

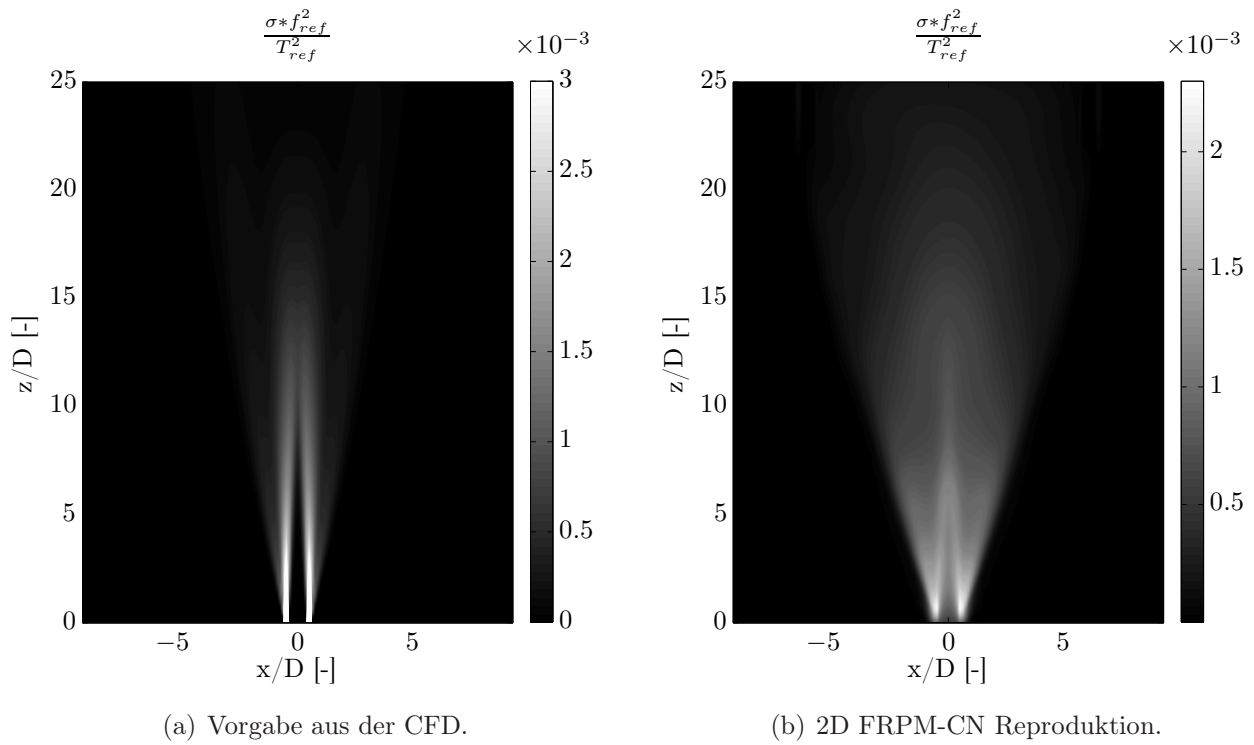


Abbildung 5.3.14: Analyse der 2D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit der lokalen Zielvarianz $\sigma = \widetilde{T'^2} / \tau_T^2$ für die H3 Flamme.

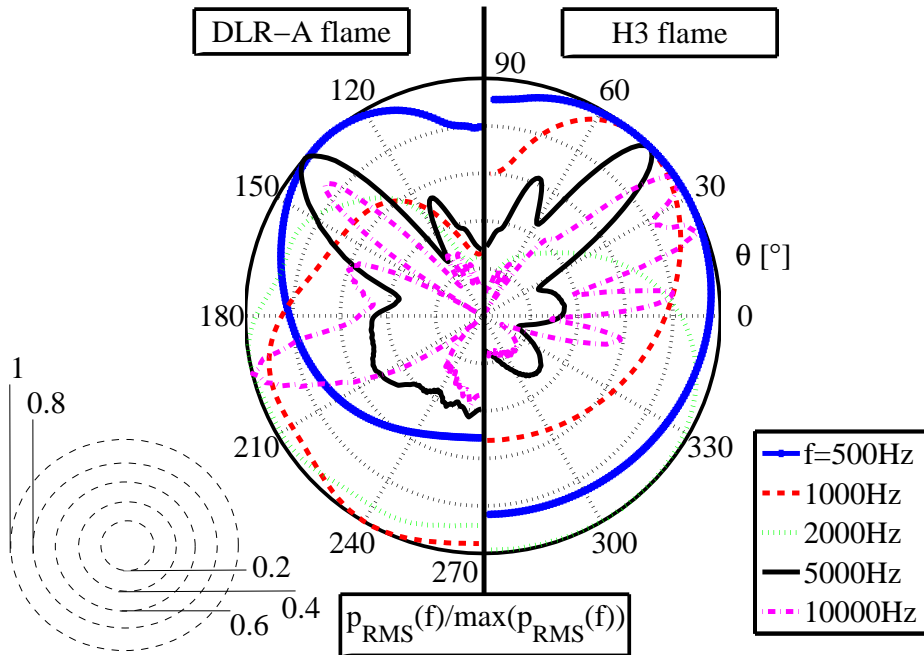
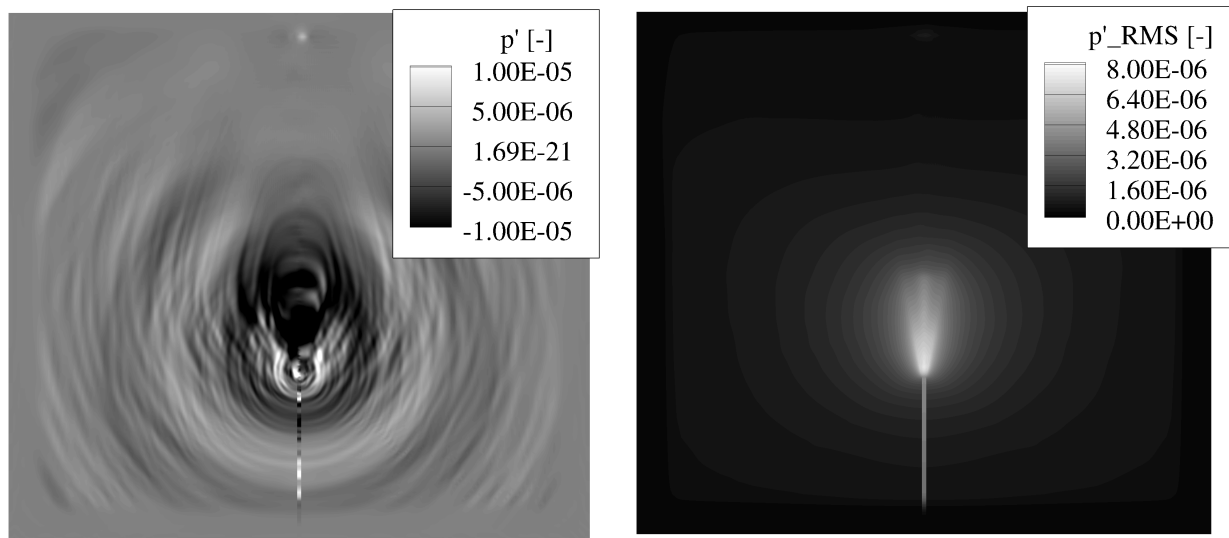


Abbildung 5.3.15: Frequenz aufgelöste Direktivität der Schallabstrahlung für die DLR-A und H3 Flamme auf einem Kreis mit Radius $R = 1.8$ um den Austritt des Brennstoffrohrs. Werte normalisiert auf den jeweiligen Profilmaximalbetrag von p'_{RMS} .

nötigen. Um also die Anwendbarkeit von FRPM-CN auf realitätsnahe Anwendungsfälle unter vertretbarem Rechenaufwand zu gewährleisten, wird im Folgenden das 3D FRPM-CN Modell für die bereits gezeigten Anwendungsfälle validiert. Hierbei werden nicht nur offene, sondern auch Konfigurationen mit festen Wänden betrachtet. Später wird das validierte 3D FRPM-CN Modell dann auf technisch relevante Brennkammern angewandt werden.

5.3.5 3D FRPM-CN Ergebnisse

Zunächst werden die Ergebnisse für die DLR-A und DLR-B Flamme mit 3D FRPM-CN diskutiert. Instantanlösungen und RMS-Verteilungen des akustischen Drucks für beide Rechnungen sind in den Abb. 5.3.16 und 5.3.17 dargestellt. Die instantanen Druckverteilungen zeigen ähnliche Charakteristika wie die 2D FRPM-CN Lösungen aus Abschnitt 5.3.4. Wieder ergeben sich für die DLR-B Flamme größere Schalldruckamplituden. Diese sind auf leicht höhere Profilwerte in der Temperaturvarianz auf dem akustischen Quellfeld und kleinere Zeitskalen nahe des Brennstoffrohr-Austritts aufgrund größerer Strömungsgeschwindigkeiten zurückzuführen. In beiden Fällen ergibt sich stromab ein trichterförmiger Bereich geringerer Amplituden, der

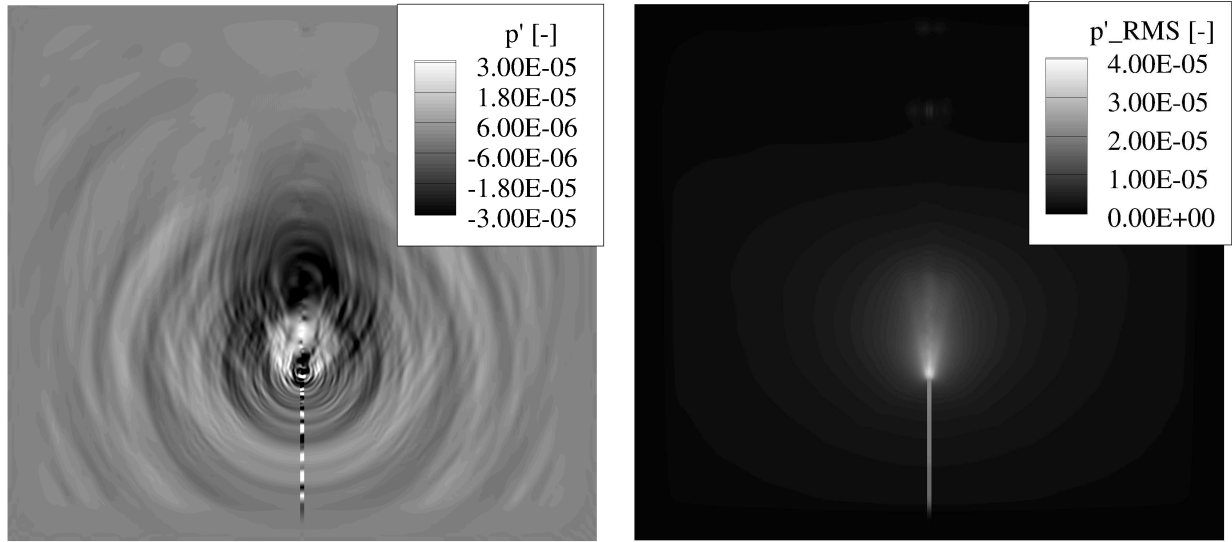


(a) Instantanlösung für den akustischen Druck.

(b) RMS Verteilung des akustischen Drucks.

Abbildung 5.3.16: Schallabstrahlcharakteristik für die DLR-A Flamme, Instantanlösung und RMS für den akustischen Druck im xz -Mittelschnitt mit 3D FRPM-CN.

aus den überlagerten Effekten der Refraktion, Reflexion und Richtungsänderung der Schallwellen bei Auftreffen auf scharfe Dichte- und Geschwindigkeitsgradienten resultiert. Sowohl für die Rechnungen der DLR-A, als auch der DLR-B Flamme sind die verwendeten nichtreflektierenden Fernfeldrandbedingungen durch eine an den Rechenfeldgrenzen aufgeprägte, dämpfende Sponge-Randbedingung abgesichert. Sowohl bei Betrachtung der Instantanlösungen, als auch der RMS-Verteilungen wird deutlich, dass sich im Brennstoffrohr hohe Amplituden der akustischen Druckfluktuation ausbilden. Diese werden aber durch die stromauf anschließenden Randbedingungen gedämpft. Die dazugehörigen Spektren sind in den Abbildungen 5.3.18 und 5.3.19 gezeigt. Besonders im niederfrequenten Bereich ist die Übereinstimmung zwischen Expe-

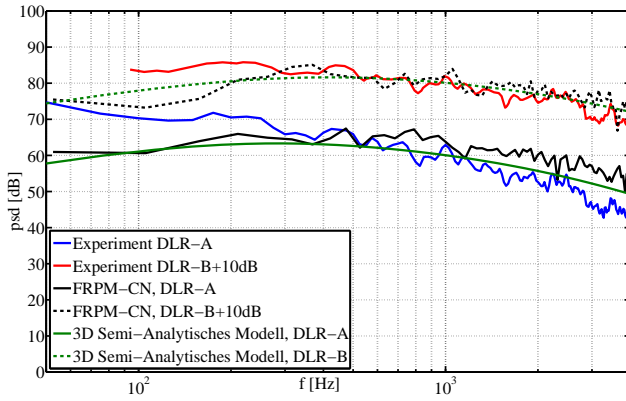


(a) Instantanlösung für den akustischen Druck.

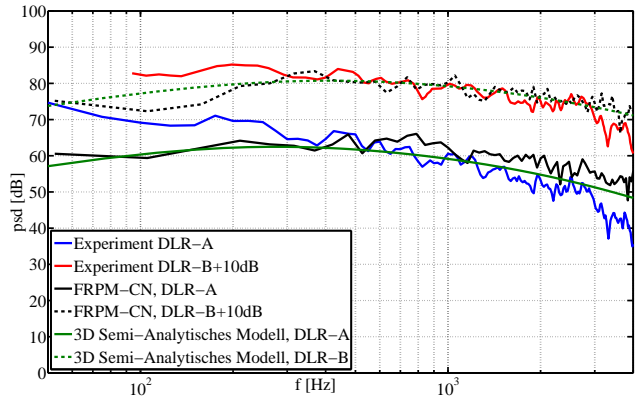
(b) RMS Verteilung des akustischen Drucks.

Abbildung 5.3.17: Schallabstrahlcharakteristik für die DLR-B Flamme, Instantanlösung und RMS für den akustischen Druck im xz -Mittelschnitt mit 3D FRPM-CN.

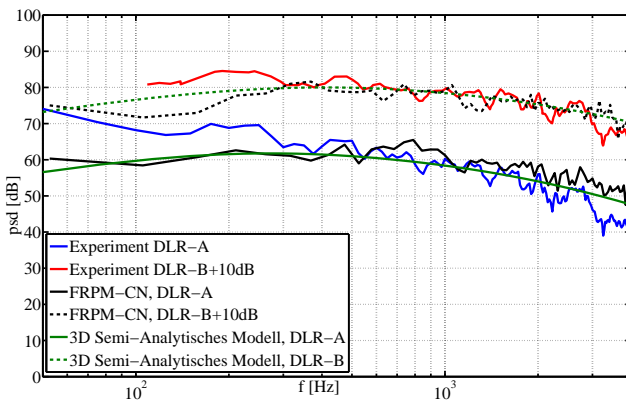
riment und Simulation sowohl für die DLR-A, als auch die DLR-B Flamme sehr gut. Auch das semi-analytische Modell aus Abschnitt 5.2 beschreibt die frequenzabhängige spektrale Form der Strahlflammenakustik sehr gut. Die 3D FRPM-CN Spektren sind ohne Amplitudenskalierung berechnet und damit ist anhand der hier gezeigten Simulationen demonstriert, dass 3D FRPM-CN imstande ist, absolute und physikalische Schalldruckpegel zuverlässig vorherzusagen und ausserdem im Hinblick auf die Düsenaustritts-Geschwindigkeit Reynolds-Skalierbarkeit erfüllt. Abweichungen der Spektren aus Abb. 5.3.18 und 5.3.19 im höherfrequenten Bereich können bei Betrachtung der Reproduktion lokaler Zielvarianzen auf dem akustischen Quellfeld in Abb. 5.3.20 und 5.3.21 erklärt werden. In Abschnitt 5.2.5 wurde gezeigt, dass besonders die Bereiche nahe der Flammenwurzel im Quellgebiet zu den höherfrequenten Anteilen im Spektrum beitragen. Hier zeigt der zur räumlichen Filterung der Quellen verwendete Purser Filter [212, 213] Schwächen bei der Reproduktion der Profile, was für die DLR-A Flamme in Abb. 5.3.20b ersichtlich ist. Absolutwerte werden nahe der Flammenwurzel leicht übervorhersagt und die Längenskalenskalierung gemäß $c_{T,l}/Ma$ trägt dazu bei, dass die Profile der Vorgabe in Abb. 5.3.20a verschmiert und zu breit reproduziert werden. Diese Abweichungen tragen dazu bei, dass in den Spektren hochfrequente Rauschanteile induziert werden. Im Gegensatz dazu werden die Spektren der DLR-B Flamme auch im hochfrequenten Regime sehr gut reproduziert, hier wird auch das Varianzprofil nahe der Flammenwurzel in Abb. 5.3.21b sehr gut wiedergegeben. Allerdings zeigt 3D FRPM-CN hier besonders für die stromab-Werte der Varianz bei hohen Konvektionsgeschwindigkeiten Schwächen. Amplituden werden stromab eher schlecht reproduziert.



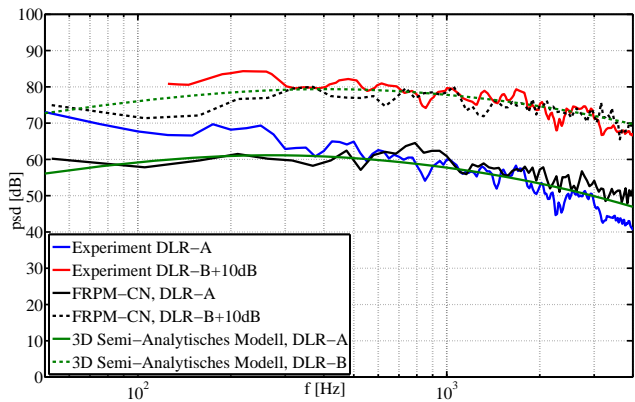
(a) Position #1, 25D/0D/0D.



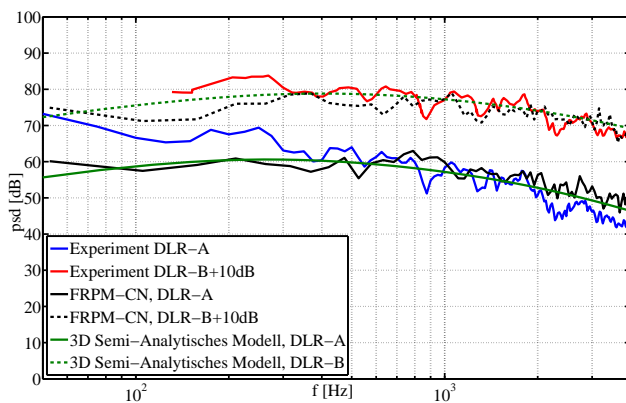
(b) Position #2, 31D/0D/0D.



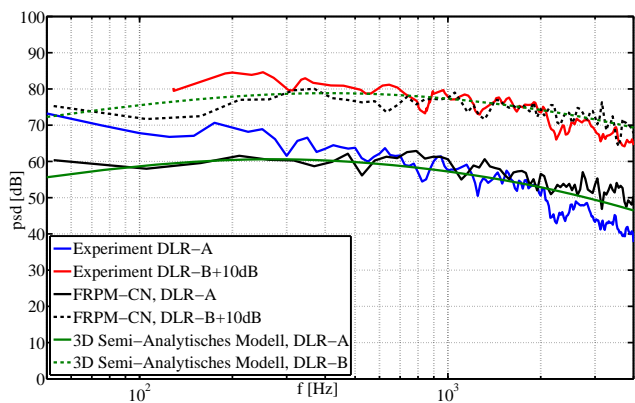
(c) Position #3, 37D/0D/0D.



(d) Position #4, 43D/0D/0D.



(e) Position #5, 50D/0D/0D.



(f) Position #6, 50D/0D/12D.

Abbildung 5.3.18: Vergleich experimenteller Daten, semi-analytischer und 3D FRPM-CN numerischer Lösung für die DLR-A und -B Flammen, Mikrofone #1-#6.

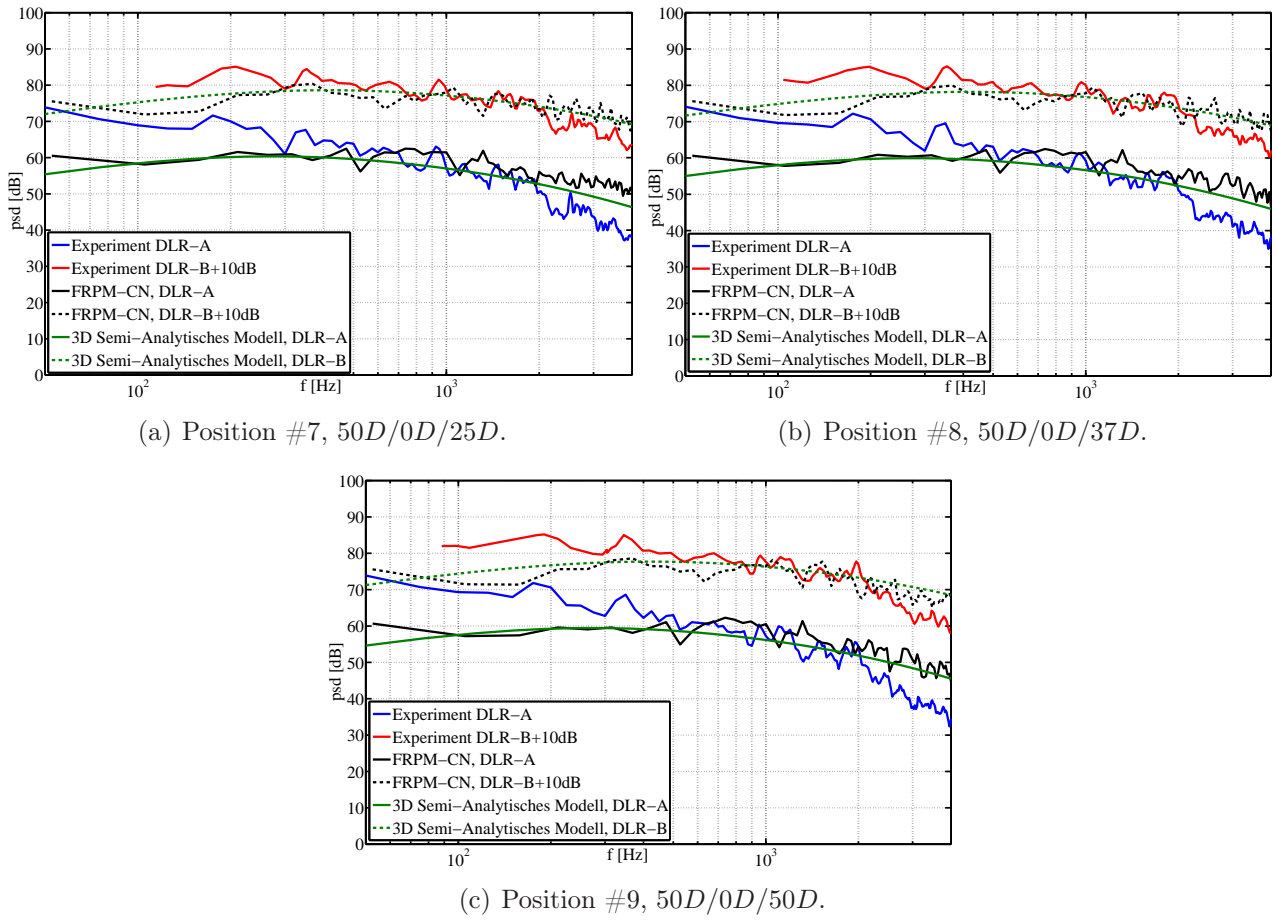


Abbildung 5.3.19: Vergleich experimenteller Daten, semi-analytischer und 3D FRPM-CN numerischer Lösung für die DLR-A und -B Flammen, Mikrofone #7-#9.

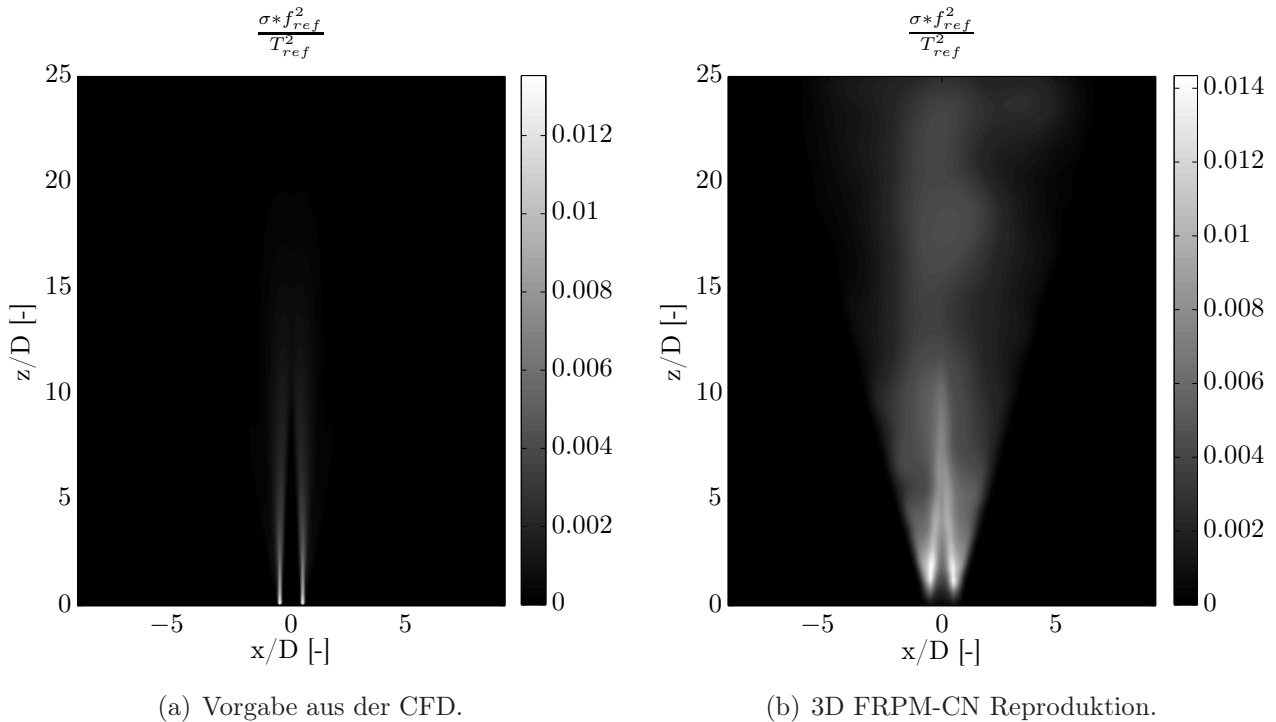


Abbildung 5.3.20: Analyse der 3D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit der lokalen Zielvarianz $\sigma = \overline{T'^2}/\tau_T^2$ für die DLR-A Flamme.

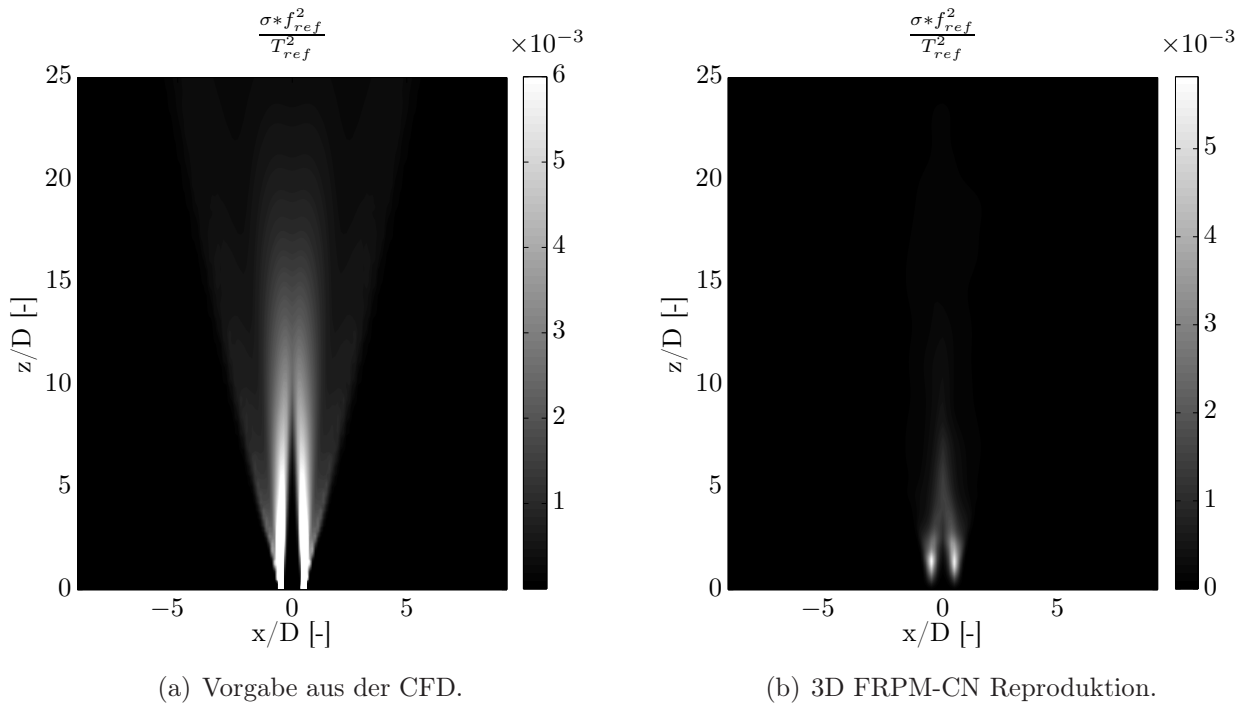


Abbildung 5.3.21: Analyse der 3D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit der lokalen Zielvarianz $\sigma = \widetilde{T'^2}/\tau_T^2$ für die DLR-B Flamme.

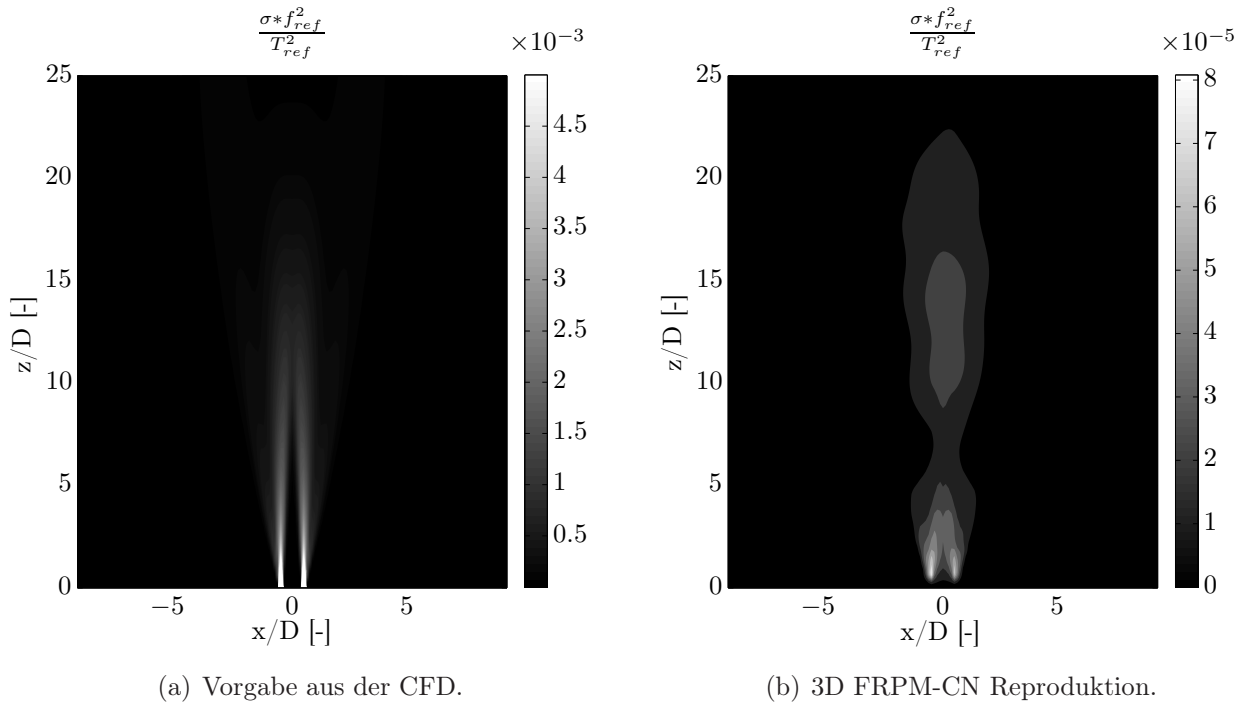


Abbildung 5.3.22: Analyse der 3D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit der lokalen Zielvarianz $\sigma = \widetilde{T'^2}/\tau_T^2$ für die H3 Flamme.

5.4 Validierung anhand eingeschlossener Diffusions-Strahlflammen

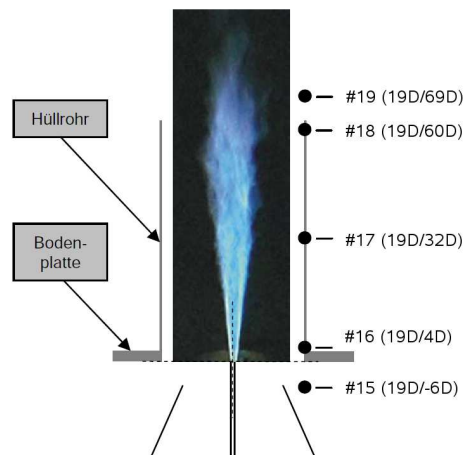
Auf dem Weg zur Simulationsfähigkeit der Lärmentwicklung und Dynamiken in technisch relevanten Brennkammern muss im nächsten Schritt die Verbrennungslärmsimulation für eingeschlossene Konfigurationen validiert werden. Dementsprechend werden in den folgenden Abschnitten sowohl 2D als auch 3D FRPM-CN Rechnungen zur eingeschlossenen Strahlflamme für die DLR-A und DLR-B Konfiguration vorgestellt und diskutiert. Grundlegende Ergebnisse zu Strömungsfeld und Verbrennung für die untersuchten Strahlflammen liegen bereits aus den vorherigen Abschnitten vor. Die Behandlung der identischen Strahlflammen mit Bewandung bietet den Vorteil, dass die im Rahmen dieser Arbeit abgeleiteten Modellparameter für die Akustikrechnungen nicht nur für unterschiedliche Betriebspunkte, sondern auch für zunächst einfache Fälle mit festen Wänden validiert werden können.

5.4.1 Experimenteller Aufbau

Untersucht werden die DLR-A und DLR-B Konfigurationen mit Hüllrohr, wie in Abbildung 5.4.1 dargestellt ist. Das Hüllrohr setzt auf der Referenzebene bei $z = 0/D$ auf und hat einen Innendurchmesser von $37.5D$ und eine Länge von $62.5D$ mit $D = 0.008\text{m}$, dem Durchmesser des Brennstoffrohrs. Dessen Abmaße wurden so bestimmt, dass keine Beeinflussung der Flamme, welche identisch zur offenen Strahlflammen-Konfiguration betrieben wird, stattfindet [181]. Die Mikrofonpositionen werden fortlaufend und anschließend an die offenen Konfigurationen nummeriert und deren Positionen sind in Abb. 5.4.1b gezeigt.



(a) Messaufbau [252].



(b) Mikrofonpositionen [191].

Abbildung 5.4.1: Experimenteller Aufbau der eingeschlossenen Strahlflammen-Konfigurationen.

Im Bezug auf die Betriebsbedingungen sind diese identisch zu den offenen Konfigurationen, welche in Abschnitt 5.1 vorgestellt wurden. Die eingeschlossenen Konfigurationen wurden mittels Druckmessungen von Stöhr et al. [191, 252] experimentell sowie von Mühlbauer et al.

[191] anhand von 2D RPM-CN untersucht. In der vorliegenden Arbeit werden die beiden neuen Verfahren 2D FRPM-CN und 3D FRPM-CN für zwei Testfälle mit Bewandung validiert. Im Gegensatz zu den offenen Konfigurationen liegen keine Messungen für Strömungsfeld und Verbrennung vor. Aufgrund des visuellen Eindrucks der Flammen und der bei freien Flammen gemachten Erfahrungen wird jedoch keine Veränderung erwartet.

5.4.2 Numerisches Setup

Da es sich bei der Bewandung um ein Hüllrohr mit relativ großem Durchmesser handelt wird angenommen, dass sowohl Strömung als auch Verbrennung nur unwesentlich beeinflusst werden. Untersuchungen ergaben [182, 181], dass sich sowohl Quellfeldgrößen als auch Hintergrundströmung einer voll dreidimensionalen CFD Simulation nur unwesentlich von den Verteilungen der offenen Konfigurationen unterscheiden. Das numerische Setup der CFD Simulationen wurde von Mühlbauer et al. [191] ausführlich diskutiert. Die Rechnungen wurden mit ANSYS CFX 11 auf einem 2°-Segment und einem unstrukturierten Hexaeder-Gitter mit 149000 Knoten durchgeführt. Das Rechengebiet hat die Ausdehnungen $120D$ in axialer und $56D$ in radialer Richtung, mit dem Brennstoffrohr-Durchmesser $D = 0.008\text{m}$. Die Randbedingungen sind identisch zu denen der offenen Strahlflammen-Konfigurationen gewählt, im Brennstoffrohr werden Massenströme und Turbulenzgrößen spezifiziert. An den Grenzen des Rechengebiets wird der statische Druck auf 0Pa festgelegt und die Wände des Brennstoffrohrs und der Bewandung sind no-slip Wände. Turbulenz wird mit dem Baseline Reynolds Stress Modell (BSL-RSM) [5] und Verbrennung über das Burning Velocity Modell (BVM) [203] mit einer Formulierung für die turbulente Flammengeschwindigkeit nach Zimont [282] behandelt.

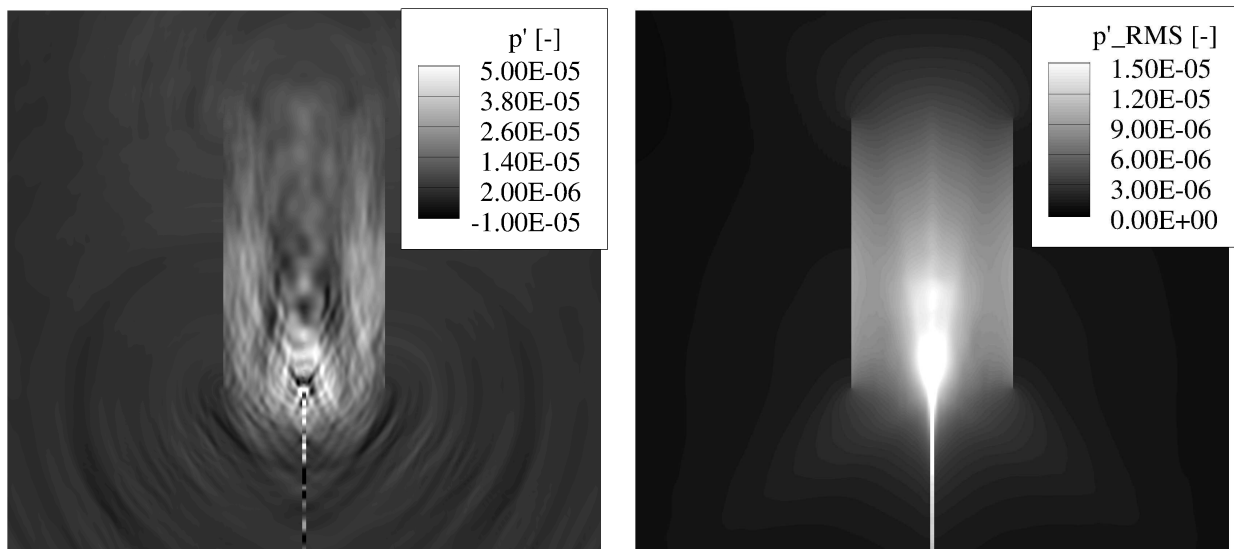
Die kompressiblen Strömungssimulationen werden mit einem High-Resolution Upwind Scheme [197] durchgeführt, welches zweiter Ordnung genau ist. Für die Feldlösung der Temperaturvarianz wird erneut eine zusätzliche Transportgleichung [98] gelöst.

In den CCA-Rechnungen wird ein nahezu identisches Setup wie in den offenen Konfigurationen gemäß Abschnitt 5.3.3 verwendet. Die Blockstruktur der offenen Konfigurationen wurde so gewählt, dass Wandrandbedingungen nach Tam & Dong [258] an den richtigen Positionen eingefügt werden können. Die Grenzen des Rechengebiets sind mit nichtreflektierenden Radiation-Randbedingungen [260] beaufschlagt. Wände werden mit dem *Ghost-Point* Konzept nach Tam & Dong [258] abgebildet und als vollreflektierend behandelt. Das block-strukturierte Rechengitter besteht aus 15.3M Elementen bei 16.8M Punkten und hat die räumlichen Ausdehnungen $x/D = y/D \in [-68.75; 68.75]$ und $z/D \in [-37.5; 87.5]$. Frequenzen bis zu 10.5kHz werden direkt aufgelöst.

Weiterhin werden identische Zeitschritte und Samplingzeiten für die spektrale Auswertung wie in den offenen Konfigurationen gewählt. Experimentell ermittelte Druckspektren der eingeschlossenen Strahlflammen wurden mit einem Schmalband von 1Hz berechnet. Analog wird in der Auswertung der numerischen Simulationen verfahren.

5.4.3 CCA Ergebnisse

In den Abbildungen 5.4.2 und 5.4.3 sind instantane und RMS Verteilungen des Schalldrucks mit 3D FRPM-CN im xz -Mittelschnitt für die DLR-A und DLR-B Flammen gezeigt. Es zeigt sich anhand der Instantanlösungen, dass sich der Schalldruck innerhalb des Hüllrohrs sowohl longitudinal als auch transversal ausbreitet, wobei sich bei Abstrahlung nach unten aus dem Hüllrohr charakteristische Schallinterferenzen zeigen. Deutlich sichtbar ist der Bereich erhöhter Strömungs- und Temperaturbereiche sowie die Brechung und Refraktion des Schalls an den Scherschichten der Strahlflamme. Innerhalb dieses Kernbereichs werden Schallwellen stark beschleunigt und nach oben aus dem Hüllrohr transportiert. Bei Betrachtung



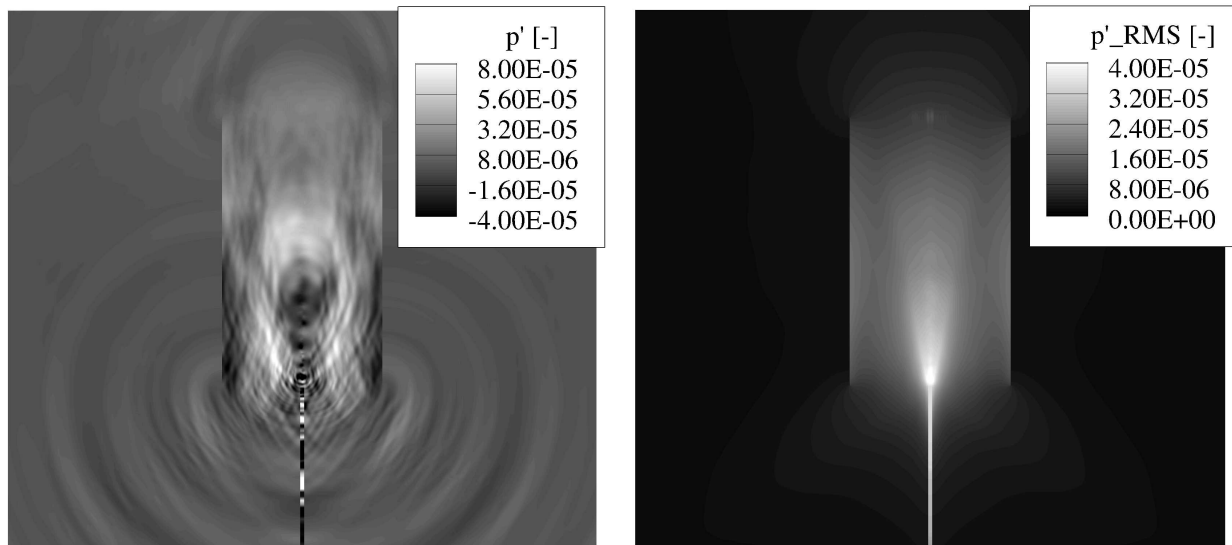
(a) Instantanlösung für den akustischen Druck.

(b) RMS Verteilung des akustischen Drucks.

Abbildung 5.4.2: Schallabstrahlcharakteristik für die DLR-A Flamme mit Bewandung, Instantanlösung und RMS für den akustischen Druck im xz -Mittelschnitt mit 3D FRPM-CN.

der RMS-Verteilungen wird deutlich, dass sich die Bereiche größter Schalldruckamplituden bei der Flammenwurzel nahe des Austritts aus dem Brennstoffrohr befinden, da hier die Verbrenungslärmquellen mit der größten Amplitude eingekoppelt werden. Weiterhin zeigt die RMS Verteilung sowohl für die DLR-A, als auch die DLR-B Konfiguration nahe der Wand des Hüllrohrs Maxima der Druckverteilung, was auf eine Anregung transversaler Eigenschwingungen im Hüllrohr deutet.

Der Vergleich experimentell ermittelter Spektren [191, 252] mit der 2D und 3D FRPM-CN Lösung an den entsprechenden Mikrofonpositionen ist in den folgenden Abbildungen 5.4.4 und 5.4.5 gezeigt. Charakteristisch für die eingeschlossenen Konfigurationen im Vergleich zu den offenen Strahlflammen ist die Sägezahn-Form der resultierenden Druckspektren, sowohl im Hüllrohr (Positionen #16,#17,#18), als auch an den Positionen ausserhalb der Bewandung (#15,#19). Die Maximalwerte in den Spektren können mittels einer Eigenwertanalyse den jeweiligen Eigenfrequenzen des Hüllrohrs zugeordnet werden. Der erste charakteristische Peak, etwa bei 260Hz, kann einer longitudinalen Schwingungsmode zugeordnet werden. Diese ist an



(a) Instantanlösung für den akustischen Druck.

(b) RMS Verteilung des akustischen Drucks.

Abbildung 5.4.3: Schallabstrahlcharakteristik für die DLR-B Flamme mit Bewandung, Instantanlösung und RMS für den akustischen Druck im xz -Mittelschnitt mit 3D FRPM-CN.

allen Mikrofonpositionen stark ausgeprägt und stabilisiert sich mithilfe des teilreflektierenden Rohraustritts.

Alle höherfrequenten Peaks beziehen sich auf Transversalschwingungen. Je größer die Frequenz, desto höher die Knotenzahl der Schwingung. Diese sind vor Allem an den Mikrofonpositionen innerhalb des Hüllrohrs stabil, korrespondierend zur RMS-Schalldruckverteilung in den Abbildungen 5.4.2b und 5.4.3b. An den Mikrofonen ausserhalb des Hüllrohrs sind diese im Vergleich zur longitudinalen Schwingung schwach ausgeprägt.

Bei Vergleich der experimentellen Daten mit den numerischen Ergebnissen mit 2D und 3D FRPM-CN zeigen sich für die DLR-A Flamme (Abb. 5.4.4) und die DLR-B Flamme (5.4.5) sehr ähnliche qualitative und quantitative Übereinstimmungen. 2D FRPM-CN unterschätzt absolute Amplituden und die Frequenz der Transversalschwingungen. Longitudinalanteile werden nur sehr schwach oder gar nicht erfasst. Im Gegensatz hierzu liefert 3D FRPM-CN sehr gute Übereinstimmungen mit den experimentell berechneten Spektren, sowohl im Hinblick auf absolute Amplituden, als auch auf Frequenzen der Eigenschwingungen im Hüllrohres. Die niederfrequente, longitudinale Resonanz wird deutlich besser als in 2D wiedergegeben, allerdings zeigen sich hier besonders bei den unteren Mikrofonpositionen deutliche Abweichungen zum Experiment. Für die DLR-B Flamme in Abb. 5.4.5 wird die Longitudinalschwingung ausser an der unteren Position #15 sehr gut reproduziert. Damit ist gezeigt, dass 3D FRPM-CN nicht nur zur Vorhersage absoluter Schalldruckpegel bei Konfigurationen mit Bewandung verwendet werden kann, sondern auch geometrieinduzierte Resonanzen sehr gut abbilden kann.

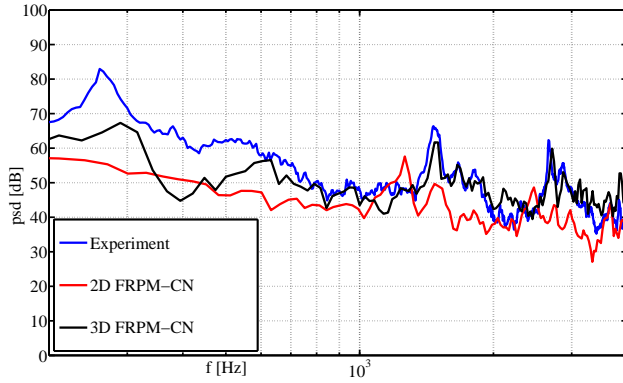
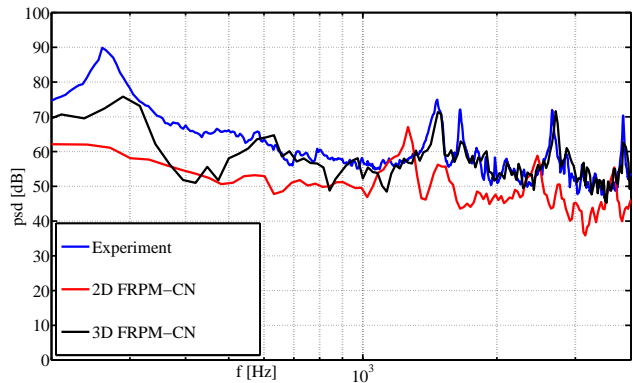
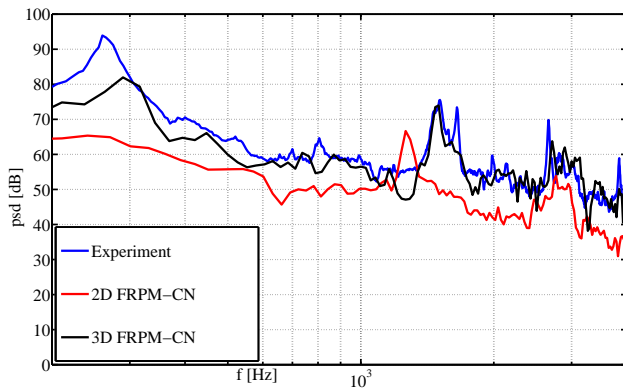
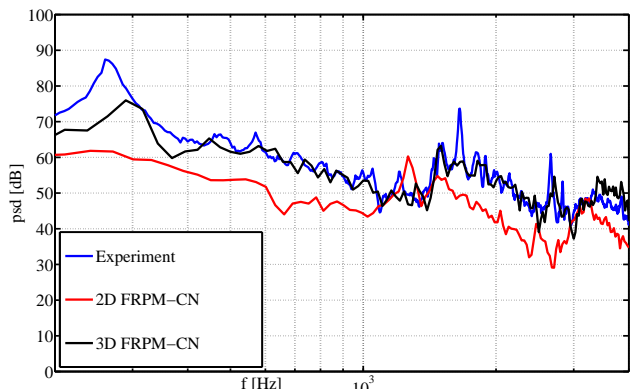
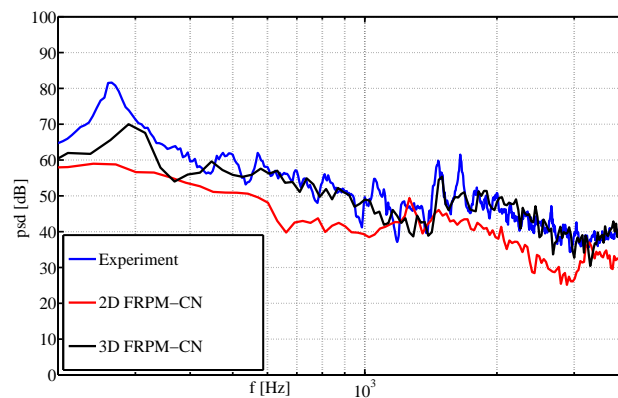
(a) Position #15, $19D/0D/-6D$.(b) Position #16, $19D/0D/4D$.(c) Position #17, $19D/0D/32D$.(d) Position #18, $19D/0D/60D$.(e) Position #19, $19D/0D/69D$.

Abbildung 5.4.4: Druckspektren der DLR-A Flamme mit Bewandung, Mikrofonpositionen nach Abb. 5.4.1. Vergleich zwischen Experiment, 2D FRPM-CN und 3D FRPM-CN numerischer Lösung.

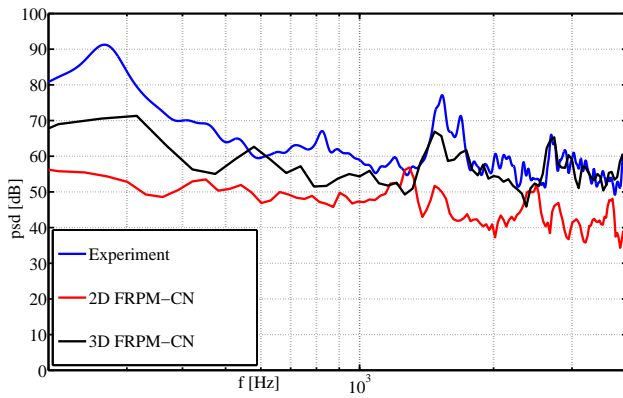
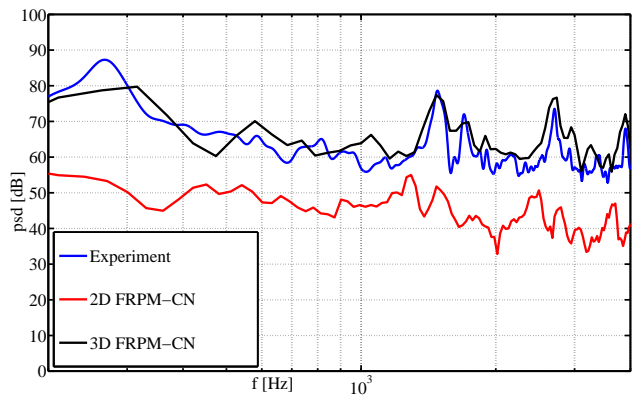
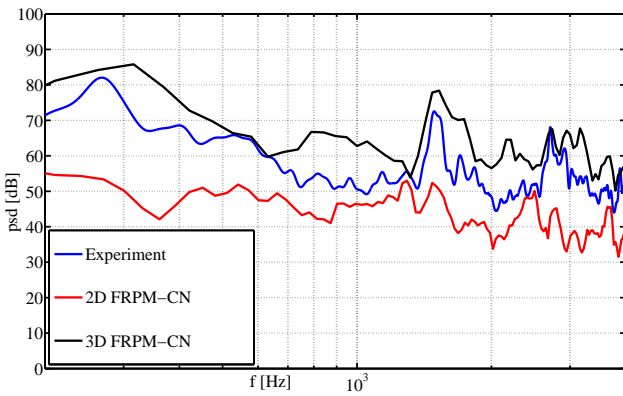
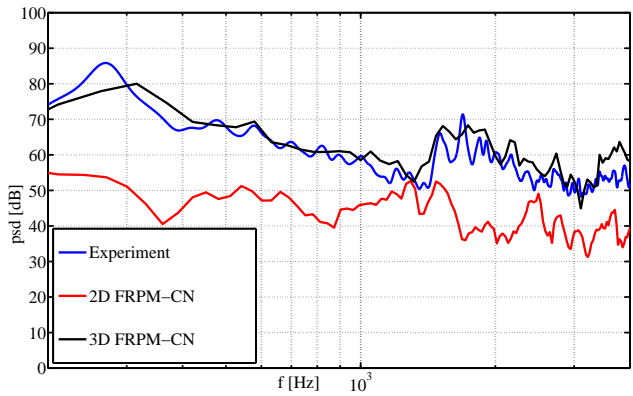
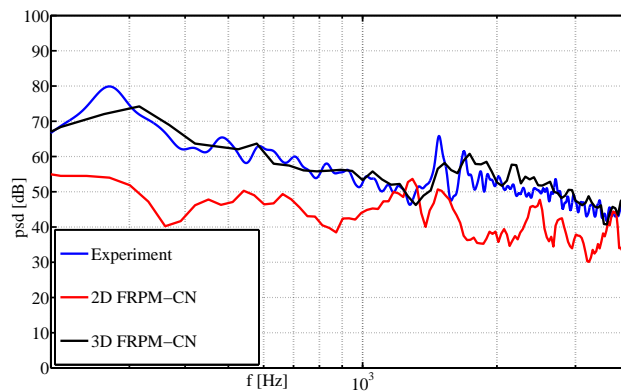
(a) Position #15, $19D/0D/-6D$.(b) Position #16, $19D/0D/4D$.(c) Position #17, $19D/0D/32D$.(d) Position #18, $19D/0D/60D$.(e) Position #19, $19D/0D/69D$.

Abbildung 5.4.5: Druckspektren der DLR-B Flamme mit Bewandung, Mikrofonpositionen nach Abb. 5.4.1. Vergleich zwischen Experiment, 2D FRPM-CN und 3D FRPM-CN numerischer Lösung.

6 Turbulenter Brennkammerlärm

Im ersten Abschnitt dieser Arbeit wurde ein hybrider, stochastischer Ansatz zur Verbrennungslärm-Vorhersage durch unterschiedliche Verbesserungen und Erweiterungen zur Anwendungsreife auf komplexe, technisch relevante Anwendungsfälle gebracht. Dabei wurden in den vorangegangenen Kapiteln Messungen an freien und eingeschlossenen Strahlflammen zur Modellvalidierung genutzt. Im folgenden Abschnitt soll FRPM-CN nun anhand zweier halbtechnischer Laborbrenner mit Drallstabilisierung der Flamme validiert und damit die Anwendungstauglichkeit des Verfahrens, sowie der Vorteil gegenüber voll- oder teilskalenauflösender, kompressibler Verfahren, gezeigt werden.

6.1 Testfall Doppeldrallbrenner

Der Doppeldrall-Brenner ist von experimenteller Seite umfassend charakterisiert. Laterale Profile der Geschwindigkeitskomponenten zur Validierung von CFD Simulationen stehen aus PIV Messungen von Stöhr et al. [251] zur Verfügung. Die komplementären Mittelwerte und Standardabweichungen der Temperaturprofile wurden mittels Raman-Spektroskopie von Meier et al. [167] und Weigand et al. [268] ermittelt. Eine Skizze des Brenners mit charakteristischen Abmessungen sowie eine visuelle Erscheinung der Flamme sind in Abbildung 6.1.1 dargestellt. Die beiden großen Herausforderungen bei der numerischen Simulation des Brenners sind die Lage der abgehobenen Drallflamme sowie die möglichst exakte Bestimmung des Ablösepunktes der Strömung am abgerundeten Wandbereich am Übergang zwischen Düse und Brennkammer [272, 271]. Die Wahl geeigneter Turbulenz- und Verbrennungsmodelle ist daher ausschlaggebend für eine erfolgreiche Modellierung des Testfalls.

Der hier untersuchte Referenz-Betriebspunkt wurde experimentell [268] bei einer thermischen Leistung von $P_{th} = 34.9 kW$ mit einem globalem Äquivalenzverhältnis von $\Phi = 0.65$ und einem Mischungsbruch von $f = 0.037$ betrieben.

Wie in Abbildung 6.1.1 skizziert, wird Luft über ein dem Brennraum vorgeschaltetes Plenum mit $\dot{m}_{Luft} = 0.01825 kg/s$ eingebracht. Diese wird über zwei mit unterschiedlicher Drallstärke übereinander angeordneten Drallerzeugern in die Brennkammer eingedüst. Schnitte durch die korrespondierenden Querebenen der beiden Drallerzeuger sind in Abbildung 6.1.2 dargestellt. Der Doppeldrall-Brenner wird durch die Luftzufuhr aus einem einzigen vorgeschalteten Plenum folglich in einer Konfiguration betrieben, in welcher der Luftmassen-Split im Experiment nicht explizit bestimmt wurde. Eine Abschätzung des Luftmassenstrom-Splits aus einer CFD-RANS Rechnung ergibt, dass der Durchsatz durch den inneren Drallerzeuger ca. $\dot{m}_{Inner}/\dot{m}_{Luft} =$

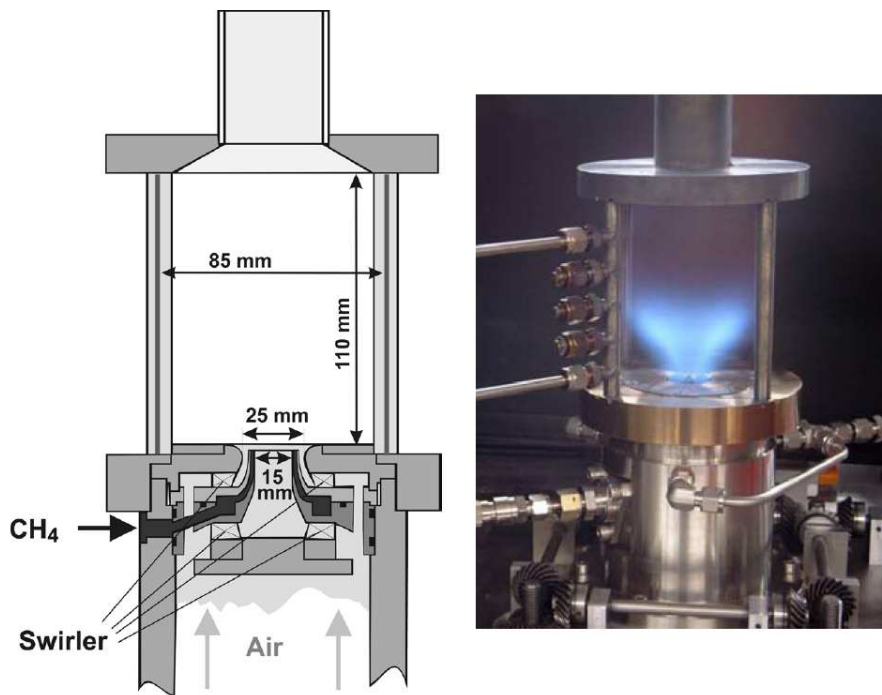
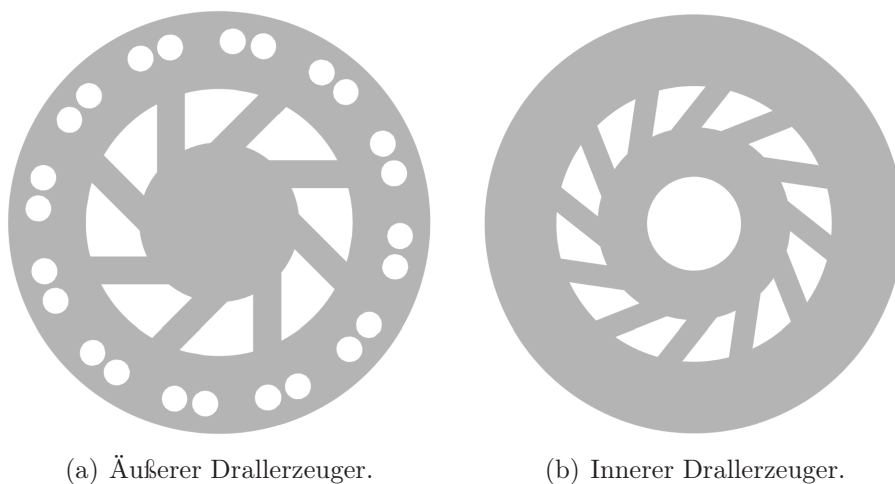


Abbildung 6.1.1: Schematische Zeichnung des untersuchten Doppeldrall-Brenners [268] mit charakteristischen Dimensionen (links) und im experimentellen Betrieb (rechts).



(a) Äußerer Drallerzeuger.

(b) Innerer Drallerzeuger.

Abbildung 6.1.2: Schnittebenen durch die Drallerzeuger des Doppeldrall-Brenners [251, 219].

72.93% des Gesamtmassenstroms ausmacht. Aus Abbildung 6.1.2 wird ersichtlich, dass sich über die beiden Drallerzeuger aufgrund des unterschiedlichen Luftmassenstroms, der unterschiedlichen Anzahl der Drallerzeuger-Schächte und damit der unterschiedlichen effektiven Gesamtquerschnittsfläche sowie eines unterschiedlichen Anstellwinkels der Schächte verschiedene Drallzahlen der beiden Drallerzeuger ergeben. Der Brennstoff Methan wird nun zwischen dem Luftstrom beider Drallerzeuger gemäß Abbildung 6.1.1 und 6.1.3 mit $\dot{m}_{CH_4} = 0.000697 \text{ kg/s}$ eingebracht. Die Brennstoff-Eindüsung in der Scherung zwischen den unterschiedlichen Teilströmungen führt zu einer guten Mischung zwischen Luft und Brennstoff.

Die Drallzahl des Gesamtsystems wird von experimenteller Seite für den 34.9 kW -Fall zu $S \approx 0.9$ angegeben [268]. Die Abschätzung einer Reynolds-Zahl [251] für denselben Betriebspunkt ergibt $Re_{GFD} = 52500$, abgeschätzt am Einlass des Luftplenums stromauf.

In Abbildung 6.1.3 ist ein Mittelschnitt der Gasfilmdüse für $y = \text{const.}$ mit exemplarischer

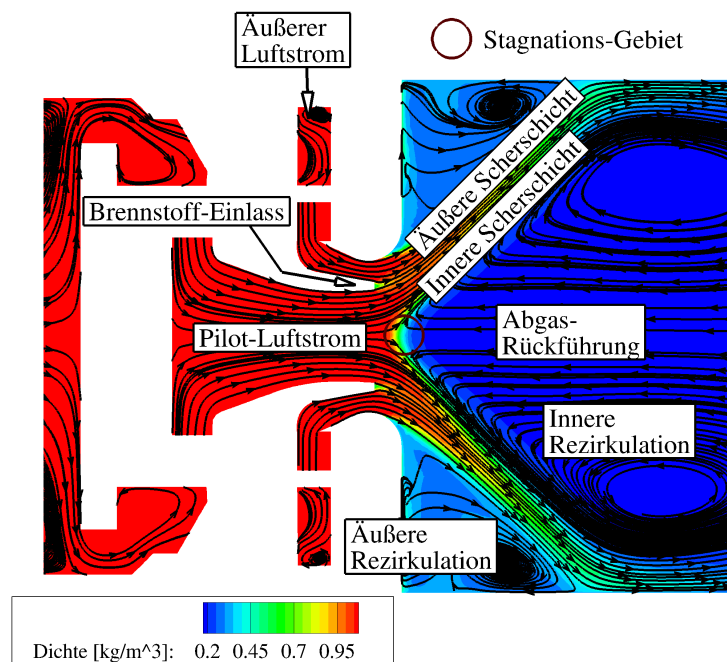


Abbildung 6.1.3: Mittelschnitt der xz -Ebene des Doppeldrallbrenners mit CFD-RANS Feldlösung der Dichte und Kennzeichnung verschiedener Strömungsmerkmale.

CFD-RANS Feldlösung für die Dichte, überlagert mit Stromlinien basierend auf den mittleren Geschwindigkeiten dargestellt. Hier werden besondere Charakteristiken einer Drallströmung für Einzelsektoren-Brennkammern, aber auch für die Gasfilmdüse im Speziellen verdeutlicht. Innerer und äußerer Luftstrom treffen sich auf Höhe der Brennstoffeindüsung. Da beide Luftströme verdrallt sind, haben diese eine starke Impulskomponente in radialer Richtung nach außen, wodurch sich die Strömung bei Eintritt in den Brennraum nach außen drückt und die für Drallflammen sehr charakteristische V-Form der Hauptströmung ergibt. In der Folge bilden sich innere und äußere Rezirkulationsgebiete und damit jeweils Scherschichten zwischen der Hauptströmung aus dem Drallerzeuger-System und den Rückströmzonen. Die Flamme stabilisiert sich in der inneren Scherschicht und die Rückströmung trägt dazu bei, dass Verbrennungsprodukte

zurück in die Reaktionszone transportiert werden, was wiederum zur Stabilisierung der Flammenlage beiträgt. Die Werte geringer Dichte in Abbildung 6.1.3 indizieren die Flammenlage in diesem speziellen Fall.

In Abbildung 6.1.4 sind darüber hinaus die lokale Schallgeschwindigkeit sowie die Machzahl dargestellt. Hierbei handelt es sich um typische Verteilungen und Größenordnungen bei drall-

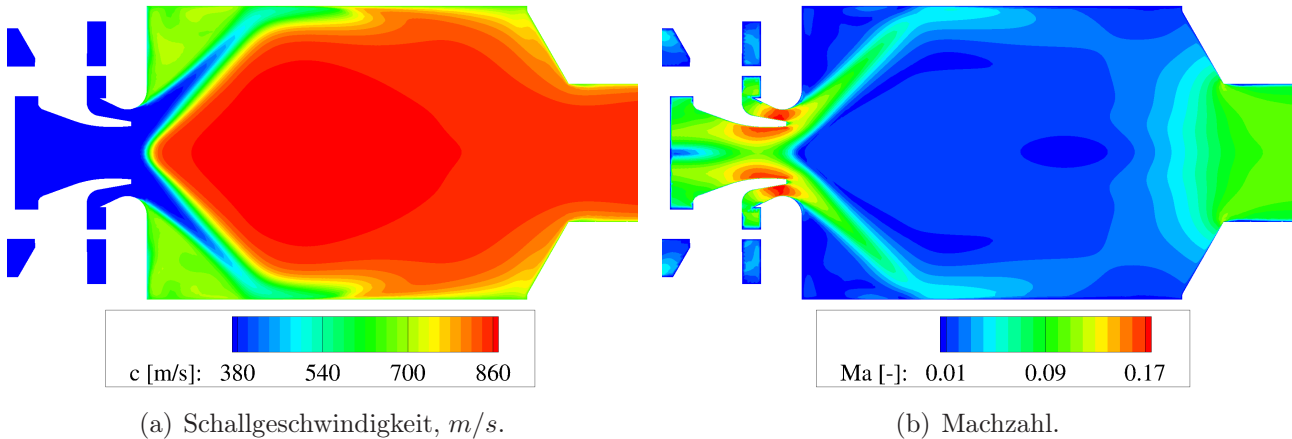


Abbildung 6.1.4: Abschätzung von Schallgeschwindigkeit und Machzahl für den Doppeldrallbrenner in der Ebene $z = \text{const.}$ auf Grundlage der CFD-RANS Simulationen.

stabilisierter Methan-Verbrennung, wobei hier Temperaturen in der Größenordnung bis $2000K$ erreicht werden. Die entsprechende Schallgeschwindigkeit ist im Bereich direkt hinter der mittleren Reaktionszone am größten. Drallstabilisierte Verbrennung zeichnet sich außerdem durch niedrige Machzahlen aus, wie in Abbildung 6.1.4b für den Fall des Doppeldrallbrenners gezeigt. Machzahlen im Bereich $Ma < 0.2$ zeigen an, dass die Vereinfachung inkompressibler Grundgleichungen in der numerischen Simulation gerechtfertigt ist [219]. Der Bereich größter auftretender Machzahlen befindet sich in der Düse, wo die Strömungsquerschnitte am kleinsten und somit der Massendurchsätze pro Zeit am größten sind.

6.1.1 CFD Spezifikationen

Das in dieser Arbeit verwendete numerische Setup für die CFD Verbrennungssimulationen ist in seiner Grundform ausführlich bei Reichling et al. [219] beschrieben und wird daher an dieser Stelle nur zusammenfassend dargestellt. Das unstrukturierte Rechengitter ist in Abbildung 6.1.5 dargestellt. Es besteht hauptsächlich aus Tetraederelementen mit durch Prismenschichten aufgelöste Wandbereiche. Insgesamt umfasst diese Konfiguration 11.3 Millionen Zellen mit 2.38 Millionen Knoten. Die Bedingung $y^+ \approx 1$ für die ersten Rechenzellen über der Wand ist in Gebieten des Drallerzeugers und der Brennkammerwände erfüllt. Die Expansion der Zellen in Normalenrichtung von der Wand beträgt durchschnittlich 25%.

Die Simulationen werden mit dem Finite Volumen Verfahren basierten CFD code THETA [55, 218] auf unstrukturierten Gittern durchgeführt. Für die inkompressiblen, stationären RANS Simulationen wird ein SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) Verfahren verwendet. Turbulenz wird mithilfe des $k-\omega$ -SST Modells in der Formulierung nach Menter

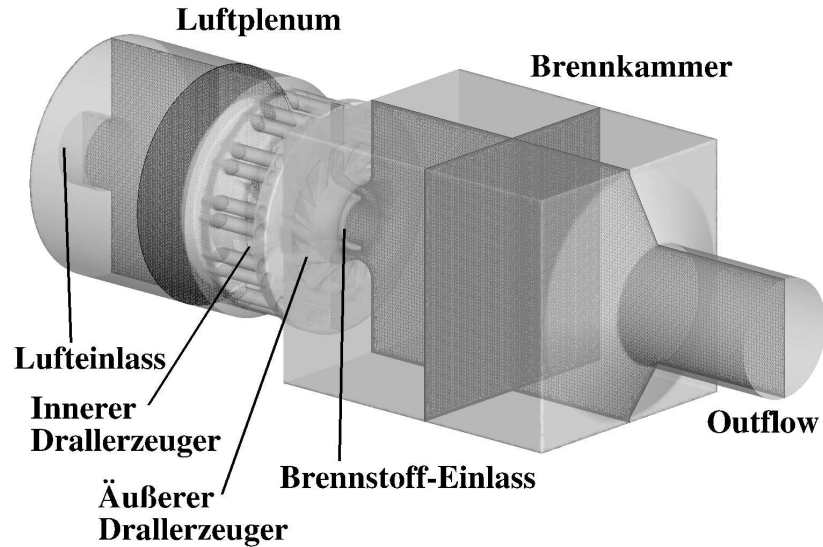


Abbildung 6.1.5: Unstrukturiertes CFD-Gitter für den Doppeldrall-Brenner.

[175] modelliert und chemische Reaktionen über ein Globalchemie-Modell abgebildet. Hierbei handelt es sich um ein Dreischritt-System für die Verbrennung von Methan mit Luft nach Nicol et al. [196].

Die für die akustischen Quellen benötigte Temperaturvarianz wird mithilfe einer zusätzlichen Transportgleichung (Gl. (3.3.11)) ermittelt. Deren Feldlösung trägt zur späteren lokalen Amplitudenskalierung der Quellfluktuation in der Akustiksimulation bei.

An den Rändern für Luft- und Brennstoffeinlass werden Massenströme, Werte für den Turbulenzgrad $Tu = 0.05$ und eine turbulente Längenskala $l_T = 5 \cdot 10^{-4} m$ vorgegeben. Am Brennkammeraustritt wird der statische Druck zu Null gesetzt, wobei der Referenzdruck $p_{ref} = 101325 Pa$ beträgt. Die Stirnwand der Brennkammer auf Höhe des Eintritts in die Brennkammer wird isotherm modelliert und mit einer Wandtemperatur von $T_W = 600 K$ beaufschlagt, wohingegen die seitlichen Wände - angelehnt an experimentelle Bedingungen [219] - $T_W = 1050 K$ erhalten. Die übrigen Wände, also in Drallerzeuger und Luftplenum werden als adiabat behandelt. Positionen der Profillinien, auf denen experimentelle und numerisch ermittelte Strömungsgrößen verglichen werden, sowie Mikrofonpositionen zur Messung des akustischen Drucks im Brennraum sind in Abbildung 6.1.6 dargestellt.

Für die aufwändigeren skalenadaptiven, instationären SAS Vergleichsrechnungen wird ein Druck-basiertes, inkompressibles Projektionsverfahren herangezogen. Das $k - \omega$ -SST-SAS Modell wurde von Menter und Egorov [174, 67] abgeleitet und ist eine hybride URANS/LES Formulierung. Das grundlegende numerische Setup der URANS/LES Simulationen ist gleich zu dem oben beschriebenen, auf dem Gitter welches in Abbildung 6.1.5 dargestellt ist.

Geschwindigkeits- und Temperaturprofile wurden an den Positionen mit $x = z = const.$ und $y \in [-0.04m; 0.04m]$ aufgenommen, wobei für die stromab Profillinien jeweils $h = 0.0015m, h = 0.005m, h = 0.01m, h = 0.02m$ oder $h = 0.05m$ ist.

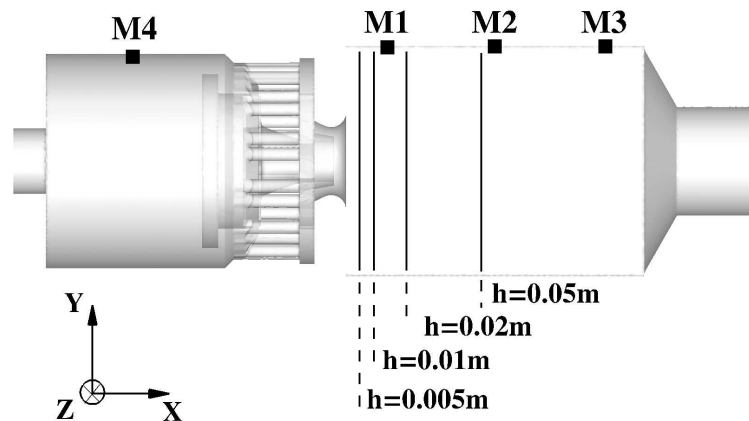


Abbildung 6.1.6: Positionen der Querlinien für Strömungsprofilvergleiche und Mikrofonpositionen für den akustischen Druck in Brennkammer (M1-M3) und Luftplenum (M4).

6.1.2 CFD Ergebnisse

Die Rechenzeit für eine CFD RANS Simulation sind $2.1 \cdot 10^3$ CPU-Stunden auf $4 \cdot 8$ Nehalem Prozessoren, wobei die inkompressible $k-\omega$ -SST-SAS Rechnung in $3.2 \cdot 10^4$ CPU-Stunden insgesamt über zehn Brennkammer-Verweilzeiten der Strömung durchgeführt wird. Zeitgemittelte x - und y -Komponenten der Geschwindigkeit entlang ausgewählter Profillinien, überlagert mit den jeweiligen experimentellen Daten sowie Verläufe von Temperatur und RMS der Temperatur sind in den Abbildungen 6.1.7, 6.1.8, 6.1.9 und 6.1.10 dargestellt. Die Geschwindigkeitsprofile in den Abbildungen 6.1.7 und 6.1.8 zeigen typische Charakteristika für drallstabilisierte Verbrennungssysteme, die bereits in Abschnitt 6.1 besprochen wurden.

Die Strömung expandiert von der Düse V-förmig in den Brennraum. Auf der Brennerachse bildet sich eine innere Rezirkulationszone aus, die in den Profilen in Abb. 6.1.7 in den Bereichen negativer Geschwindigkeit liegt. Die Profile der y -Geschwindigkeitskomponenten in Abb. 6.1.8 haben aufgrund der Rotationssymmetrie wie erwartet einen Nulldurchgang auf der Brennermittelachse. Korrespondierend zu der inneren Rezirkulationszone und der V-förmigen Expansion der Strömung entwickeln sich in den Brennkammer-Ecken an der Stirnseite äußere Rezirkulationen, die allerdings in den Profillinien in Abb. 6.1.7 nicht mehr erfasst sind.

Die durchgeführten CFD-RANS Simulationen zeigen für den geringen Rechenaufwand eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Strömungsprofilen für alle untersuchten Profillinien. Allerdings ergeben sich zwei charakteristische Abweichungen. Zum einen ein zu weiter Öffnungswinkel der Strömung bei Expansion in den Brennraum, der für den Doppeldrallbrenner im Wesentlichen von der korrekten Abbildung der Position des Ablösepunktes der Strömung am Übergang zwischen Düse und Brennkammer abhängt. Zum anderen werden Spitzenwerte der Axialprofile in Abb. 6.1.7 unterschätzt, was auf den größeren Öffnungswinkel der Drallströmung in der Brennkammer zurückgeführt werden kann. Trotz dieser Abweichungen ist die Qualität der RANS als ausreichend für die hierauf aufbauenden CCA-Rechnungen zu

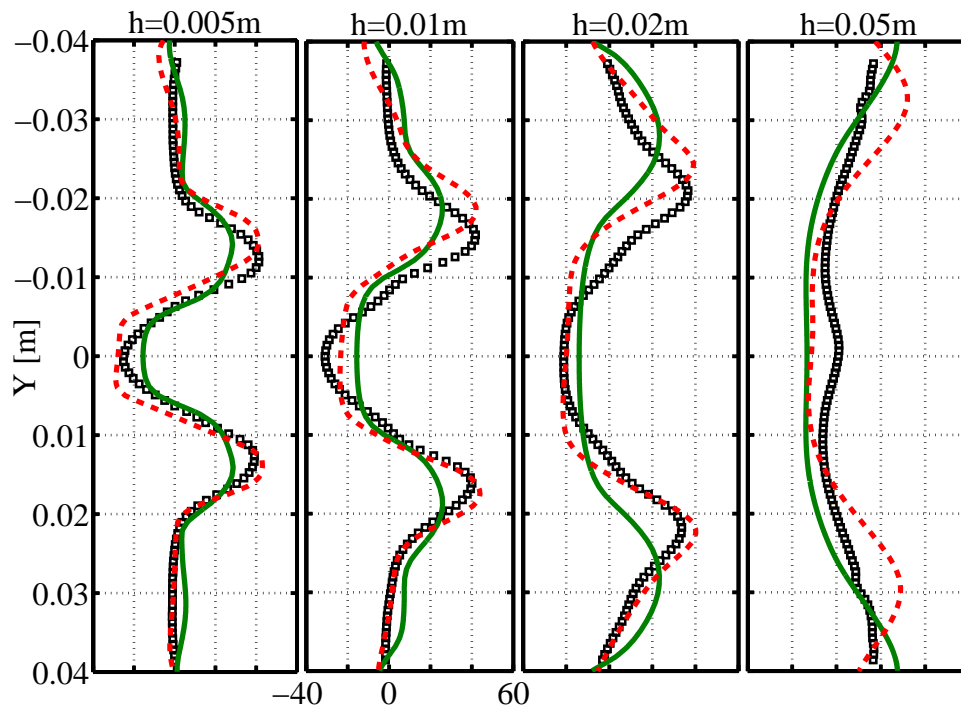


Abbildung 6.1.7: Experimentelle Profile [251] der axialen x -Geschwindigkeit [m/s] (\square), CFD-RANS (—) und Ergebnisse der inkompressiblen SAS (---).

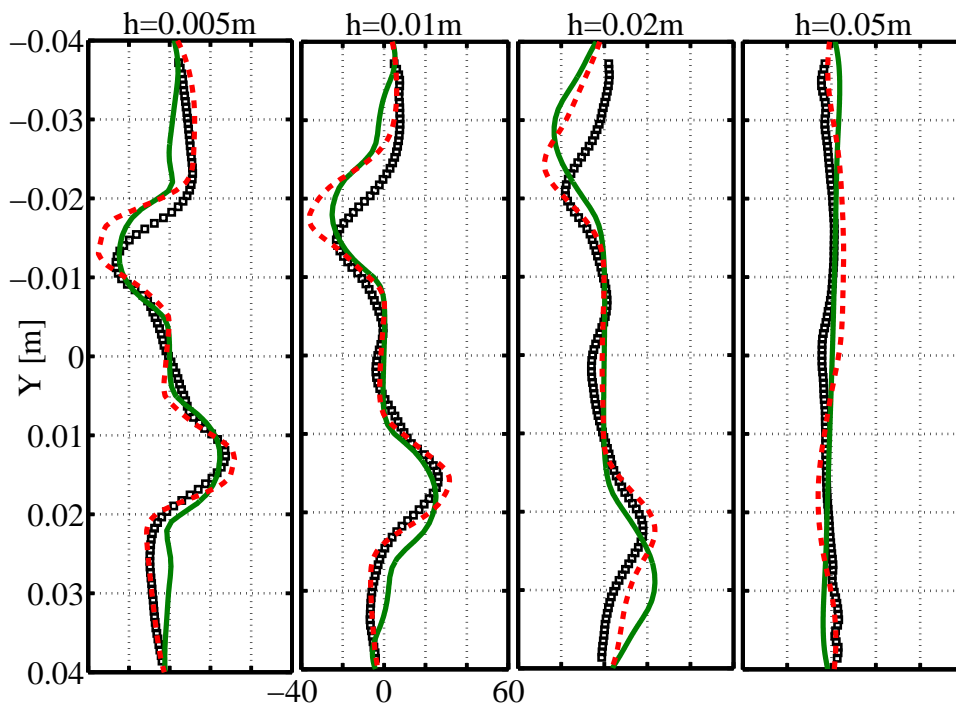


Abbildung 6.1.8: Experimentelle Profile [251] der y -Geschwindigkeit [m/s] (\square), CFD-RANS (—) und Ergebnisse der inkompressiblen SAS (---).

bewerten, da mit dem Geschwindigkeitsfeld die Quellkonvektion gemäß der Drallströmung hinreichend gut abgebildet und die Feldlösung weiter stromab lediglich zur korrekten Abbildung von Refraktionseffekten benötigt wird.

Querprofile von Temperatur und Standardabweichung der Temperatur sind in den Abbildungen 6.1.9 und 6.1.10 dargestellt. Die Profile zeigen in Übereinstimmung mit den Geschwindigkeitsprofilen des Strömungsfelds für die RANS einen etwas zu weiten Öffnungswinkel der Drallströmung. Aus den Temperaturprofilen lässt sich außerdem die Charakteristik ableiten, dass die Abhebehöhe der Flamme zu niedrig abgebildet wird und damit die absoluten Temperaturlevel nahe dem Brennkammereinlass tendenziell übertroffen werden. Die Ursache hierfür könnte in der Verwendung eines vereinfachten globalen Reaktionsschemas zur Abbildung der Verbrennungsreaktionen liegen. Auch in der URANS/LES Simulation zeigt sich diese Tendenz, auch hier wird aus Rechenzeitgründen ein globales Reaktionsschema verwendet.

Die durchgeführten Rechenläufe zielen im Wesentlichen darauf ab, im Rahmen dieser Arbeit ein möglichst robustes und rechenzeitgünstiges Verfahren zu entwickeln, mit dem Lärmpegel zuverlässig vorhergesagt werden können. Damit liegt der Fokus weniger auf der Etablierung hochgenauer Methoden, die im Rahmen einer vollskalenauflösenden Simulation zur Anwendung kommen müssten.

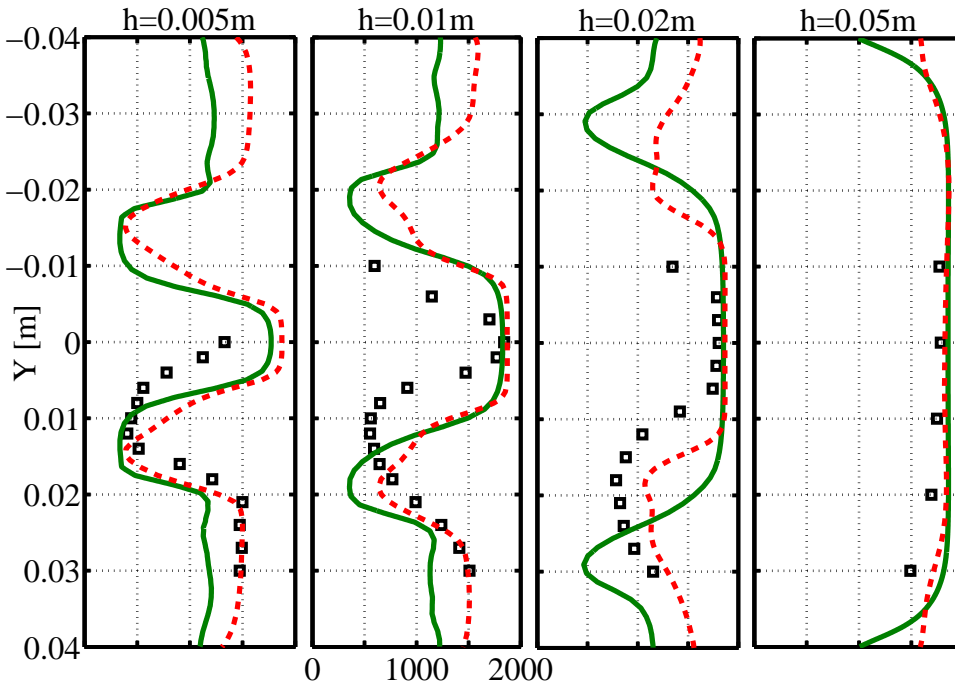


Abbildung 6.1.9: Experimentelle Profile der Temperatur [167, 268] [K] (\square), CFD-RANS (—) und Ergebnisse der inkompressiblen SAS (---).

RMS-Profile der Temperatur in der RANS werden mithilfe der Feldlösung von Gl. (3.3.11) ermittelt, die wiederum von der RANS-Lösung des Strömungs- und Temperaturfelds, sowie den skalaren Turbulenzstatistiken abhängen. Demnach zeigen die RMS-Profile in Abb. 6.1.10 die gleichen Abweichungen wie die Feldlösung der Temperatur, da die Lösung von Gl. (3.3.11) im Wesentlichen der Ausprägung des Temperaturfelds folgt. Spitzen-RMS Werte werden allerdings

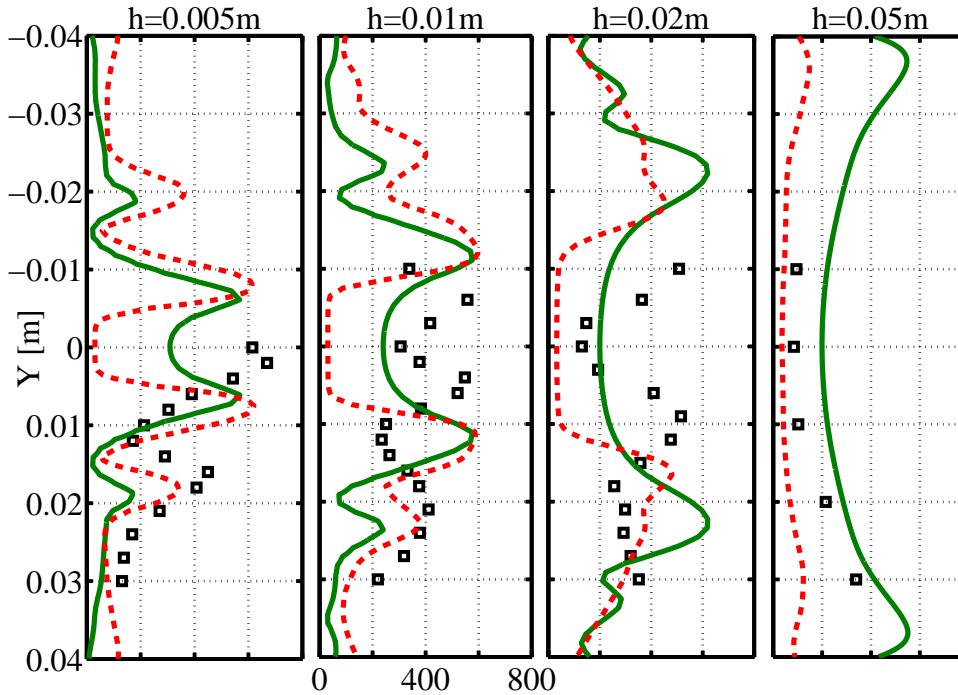


Abbildung 6.1.10: Experimentelle Profile der Temperatur RMS Werte [167, 268] [K] (\square), CFD-RANS (—) und Ergebnisse der inkompressiblen SAS (---).

mit sehr guter Übereinstimmung zu experimentellen Daten getroffen und liefern somit eine hinreichend gute Qualität und Quantität zur Übergabe an FRPM-CN. Die SAS Simulation liefert ähnliche Höchstwerte für die Profile der RMS Temperatur, unterschätzt aber die Werte im Bereich der inneren Rezirkulationszone signifikant.

6.1.3 CCA Spezifikationen

Die Akustiksimulationen werden mit PIANO und dem integrierten FRPM Modul durchgeführt. Die räumliche Schallausbreitung wird mit einem DRP-Schema (*Dispersion Relation Preserving* nach Tam & Webb [260] realisiert, der Fortschritt in der Zeit über ein Runge-Kutta Verfahren mit niedriger Dissipation und Dispersion nach Hu et al. [113] modelliert. Das Rechengitter der Akustiksimulationen ist in Abbildung 6.1.11 dargestellt.

Dieses ist im Hinblick auf die Stabilität des Finite-Differenzen Verfahrens optimiert. In Bereichen großer Strömungs- und Dichtegradienten, also besonders in der Reaktionszone der Brennkammer, werden Streckungsraten benachbarter Zellen kleiner 1.1 realisiert. Im gesamten Rechenfeld wird darüber hinaus sichergestellt, dass die Wachstumsrate benachbarter Zellen möglichst gering ist.

Das dem Brennraum vorgeschaltete Luftplenum wird leicht vereinfacht, da besonders die Verbindungsrohre zwischen Luftzufuhr und Drallerzeuger zu sehr feinen Zellen im rein blockstrukturierten Gitter führen würden. Der Vorteil dieser Vereinfachung für die Gesamtrechnenzeit wird deutlich, wenn das Stabilitätslimit des Verfahrens betrachtet wird, welches von der lokalen Gitterweite abhängt und da weiterhin für FRPM-CN ein globaler Zeitschritt spezifiziert werden muss: $t > t_{lim} = (2.83l_{min})/(\pi(1 + Ma))$. Das Gitter ist blockstrukturiert und besteht aus-

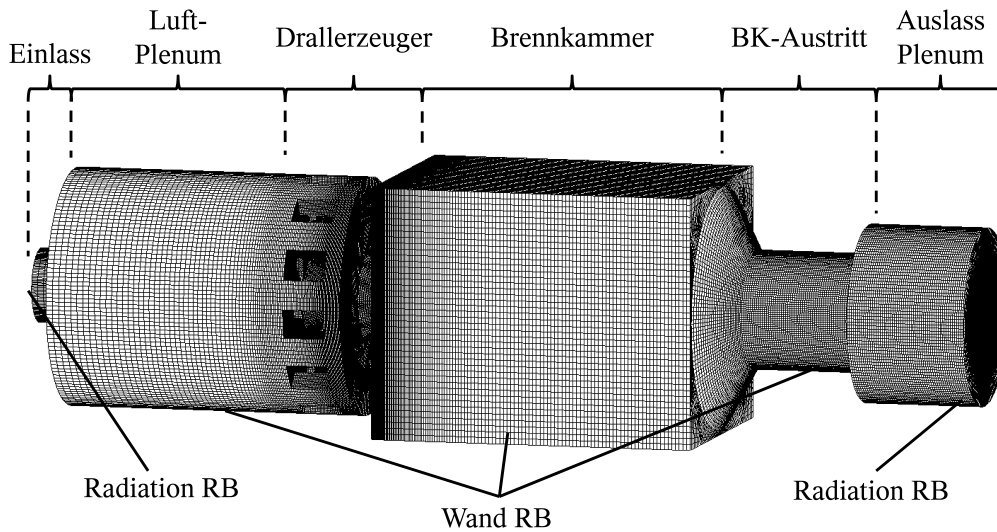


Abbildung 6.1.11: CCA-Gitter des Brenners mit Auslass- und Luftplenum und verwendeten Randbedingungen.

schließlich aus Hexaeder-Zellen. Es besteht aus $5.85 \cdot 10^6$ Zellen mit $7.52 \cdot 10^6$ Knoten, welche in insgesamt 2696 Blöcke unterteilt sind. In der hochparallelisierten FRPM-CN Rechnung werden verschiedene Blöcke den einzelnen Prozessoren zugeteilt. Alle dimensionslos dargestellten Ergebnisgrößen sind auf Umgebungsbedingungen normiert. Die größte räumliche Auflösung des Gitters ist an der Spitze der gemittelten Flammenfront zu finden, wo sich die größten Strömungs- und Dichtegradienten ergeben. Direkt aufgelöst wird eine minimale Längenskala $l_{min} = 9 \cdot 10^{-4}m$ mit vier diskreten Punkten.

Die CFD RANS Lösungen für die Strömungsgrößen $\bar{\rho}, \tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \bar{p}$ und κ werden mittels eines statistischen Kriging Verfahrens auf das CCA-Gitter inter- bzw. in Wand- und Freifeldbereichen extrapoliert, da hierfür nur das Lösungsfeld im Bereich der Tetraeder-Diskretisierung herangezogen wird. xz -Mittelschnitte der einzelnen Feldlösungen sind in Anhang B dargestellt.

Die Einströmrandbedingung des Brenners wird mit nichtreflektierenden Radiation Randbedingungen nach Tam & Webb [260] abgebildet. Einströmrandbedingungen sind physikalisch reflektierend. Aufgrund der Tatsache, dass durch die reine Breitband-Lärmentwicklung in diesem Brenner keine akustische Resonanz zwischen Plenum und Brennkammer zu erwarten und damit die Schallemission vom Plenum zurück in die Brennkammer gering ist, wird diese vereinfachend als nichtreflektierend gesetzt. Die Brennerwände werden mit dem Ghost-Point Konzept von Tam & Dong [258] modelliert. Für den Brennkammeraustritt wird ein zusätzliches Plenum an das Austrittsrohr angefügt, um einen zusätzlichen Freiheitsgrad zur natürlichen Ausbildung der Austrittsimpedanz zu gewährleisten. Das Plenum wiederum ist von nicht-reflektierenden Radiation Randbedingungen und einer dämpfenden Sponge-Schicht umgeben.

Die Drucksensoren in der Brennkammer sind im Experiment in den Eckschienen angebracht, welche die seitlichen Glaswände für den optischen Zugang halten. Die Positionen der Sensoren sind in Abb. 6.1.6 skizziert.

Die Auswahl der räumlichen Ausdehnung des akustischen Quellfelds wird anhand der diskreten

Realisierung der effektiv vorgegebenen Quellfeldvarianz aus CFD-RANS Daten, gemäß

$$\varphi = \frac{\gamma \bar{p}}{\tilde{T}} \sqrt{\frac{\widetilde{T''^2}}{\tau_T^2}} \quad (6.1.1)$$

vorgenommen. Die Feldlösung von Gl. (6.1.1) und schematisch die räumliche Ausdehnung des Quellfelds sind anhand eines xz -Mittelschnitts durch die Brennkammer in Abb. 6.1.12 dargestellt, normiert auf den Maximalwert des Profils in der inneren Scherschicht. Wie in Abb.

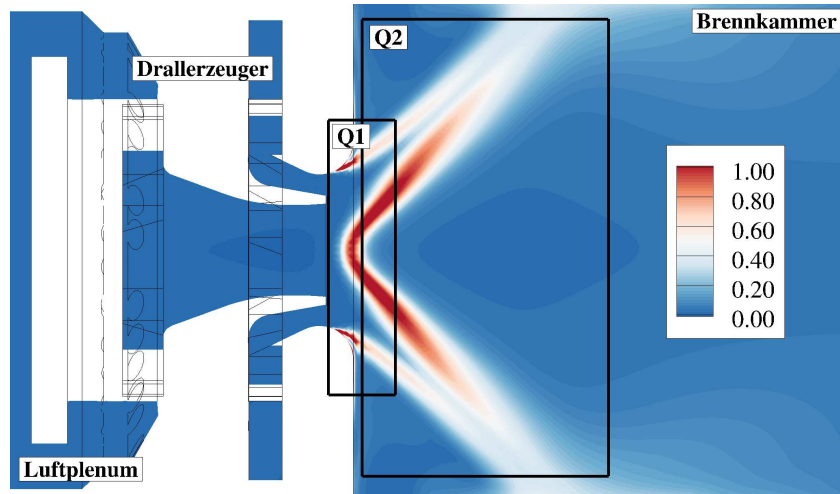


Abbildung 6.1.12: Räumliche Verteilung der effektiv vorgegebenen Quellvarianz aus CFD-RANS Feldgrößen nach Gl. (6.1.1) mit schematischer Ausdehnung der akustischen Quellfelder, $\varphi/\varphi_{\max, \text{Scherschicht}}$.

6.1.12 ersichtlich, werden Werte unterhalb von ca. 5% der effektiven Quellvarianz vernachlässigt. Speziell für diesen Anwendungsfall werden zwei Quellgebiete verwendet, welche in überlappenden Bereichen mit Sinus-Funktionen [75] gewichtet sind um im gesamten Quellfeldbereich eine identische Amplitudenskalierung zu erreichen, wie in Abb. 6.1.13 dargestellt ist. Hier sind beide Quellfelder entsprechend ihrer tatsächlichen Positionierung zueinander sowie die jeweils beaufschlagten Wichtungsfunktionen auf Mittelschnitten gezeigt. Repräsentativ sind zusätzlich Isokonturen akustischer Quellen dargestellt. Da in FRPM die Standardabweichung der Quellen gewichtet wird, ergibt sich für den Wichtungsbereich der Quellvarianz konsistent

$$\sin^2(x)_{Q1} + \cos^2(x)_{Q2} = 1. \quad (6.1.2)$$

Diese Methode der zwei Quellfelder wird hauptsächlich aus Effizienzgründen gewählt. In FRPM-CN werden die Rechengebiete des CCA-Gitters auf die zu Verfügung stehenden Prozessoren verteilt. Weiterhin wird jedem Quellfeld ein einzelner Rechenkern zugewiesen. Demnach kann auf diese Weise die Hauptrechenlast, welche durch das partikelbasierte Verfahren entsteht, effektiv verteilt werden.

Die räumliche Ausdehnung der Quellfelder ist Q1 $x \in [-0.004m; 0.008m]$, mit $y, z \in [-0.024m; 0.024m]$ und Q2 $x \in [0.002m; 0.045m]$, $y, z \in [-0.038m; 0.038m]$. Beide Hilfsgitter werden mit

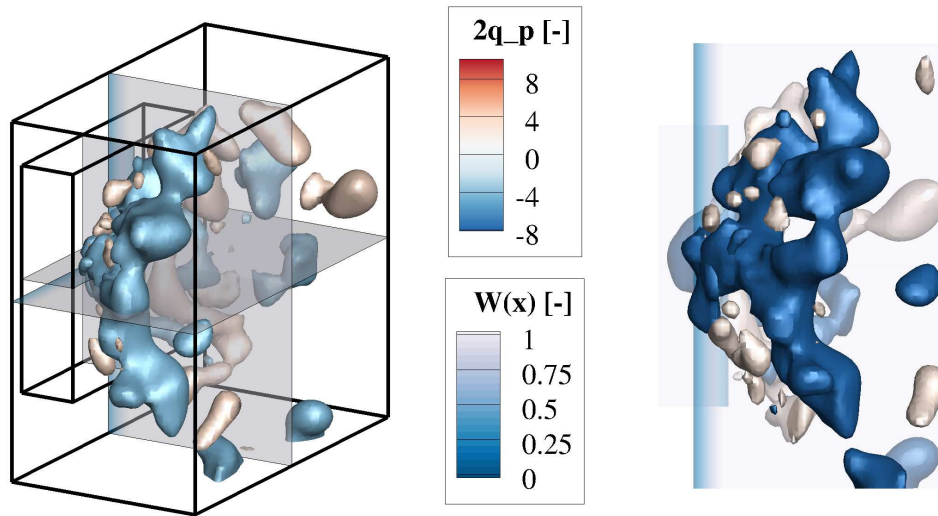


Abbildung 6.1.13: Darstellung der Wichtungsfunktionen $W(x)$ in blau auf den Quellfeldern Q1 und Q2 mit beispielhaften Isokonturen der resultierenden Quellen $2q_p$.

einer minimalen direkten räumlichen Auflösung von $l_{min} = 3 \cdot 10^{-3}m$ mit vier Punkten pro Längenskala und $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ diskretisiert. Die aus der CFD-RANS an FRPM übergebenen Quellfeldgrößen sind anhand von xz -Mittelschnitten in Abb. 6.1.14 in dimensionsloser Form dargestellt. Repräsentativ für die Geschwindigkeitskomponenten ist $U^* = U/c_\infty$ der axiale Anteil. $\text{var}^* = \widetilde{T'^2}/T_\infty^2$ ist die Varianz der Temperatur, wie sie aus der zusätzlichen Transportgleichung der CFD-RANS ermittelt wurde und $F_{qp}^* = \gamma(\bar{p} + p_{ref})T_\infty/(\tilde{T}\rho_\infty c_\infty^2)$ der Quellterm-Vorfaktor, der sich aus der Herleitung der Druckgleichung mit Quellterm ergibt. Die Wichtungsfunktion $W(x)$ ist per Definition dimensionslos und wichtet die Standardabweichung der lokalen Amplitudenskalierung. Die integralen Skalen der Turbulenz, die aus der CFD-RANS abgeschätzt sind, werden aus $\tau^* = f_{ref}/(\beta^*\omega)$ und $l^* = \sqrt{k}f_{ref}/(\beta^*\omega c_\infty)$ bestimmt.

Bemerkenswert ist hierbei, dass das Quellfeld Q1 Bereiche umfasst, die sich außerhalb der Brennkammer befinden und damit effektiv keine akustischen Quellen produzieren können. Dementsprechend ist in diesen Bereichen der Quellterm-Vorfaktor $F_{qp}^* = 0$. Dies gilt ebenfalls für die integralen Skalen τ^* , l^* sowie die Quellvarianz var^* . Allerdings müssen die Bereiche außerhalb der Brennkammer für die integrale Zeitskala künstlich mit sehr hohen Werten beaufschlagt werden, wie in Abb. 6.1.14 ersichtlich ist, da im Langevin-Prozess zur Turbulenzsynthetisierung die turbulente Zeitskala für alle Anregungsterme mit $1/\tau$ eingeht und somit Singularitäten vermieden werden müssen.

Die Realisierung der turbulenten Längenskala erfordert eine zusätzliche Korrektur. Die Längenskalenverteilung über den akustischen Quellfeldern ist ebenfalls in Abb. 6.1.14 zu sehen. Diese weist sowohl sehr kleine, als auch sehr große Werte auf, wobei beide Extrema außerhalb der direkten Abbildbarkeit durch FRPM liegen. Dementsprechend wird der Verbrennungslärm-

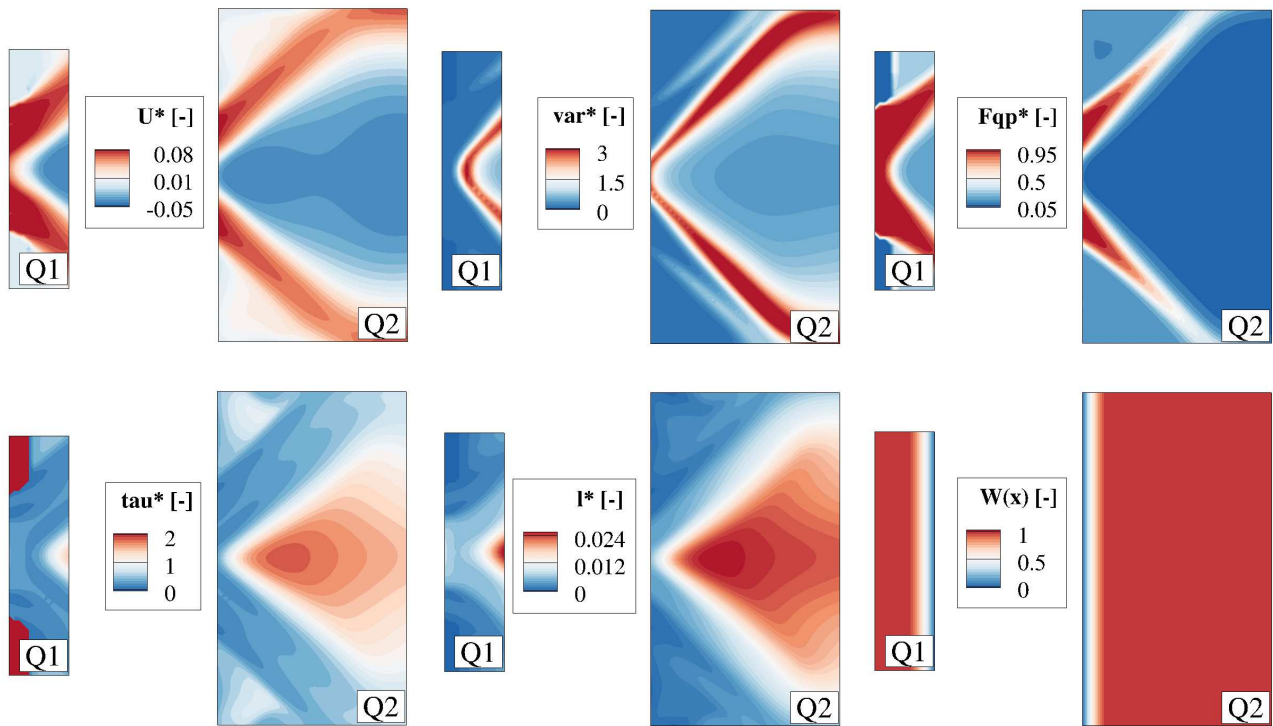


Abbildung 6.1.14: Dimensionslose Darstellung der vorgegebenen Quellfeldgrößen aus der CFD RANS als xz -Mittelschnitte auf beiden Quellfeldern Q1 und Q2.

Quellterm in seiner diskreten Form mit der Längenskalenkorrektur

$$\varphi = \left(\frac{l_T}{l_{T,eff}} \right)^{\frac{n}{2}} \frac{\gamma \bar{p}}{\tilde{T}} \sqrt{\frac{T''^2}{\tau_T^2}} \quad (6.1.3)$$

multipliziert, wobei $n = [2,3]$ die räumliche Dimension ist. l_T ist dabei die Längenskalenverteilung aus der CFD-RANS. $l_{T,eff}$, die effektive Längenskala, ergibt sich aus der Beschränkung durch l_{min} und l_{max} . l_{min} ist die minimal direkt auflösbare Längenskala, die sich durch die räumliche Auflösung des Quellgitters ergibt. l_{max} folgt aus der räumlichen Ausdehnung des Quellfelds, innerhalb dessen Breite nur eine bestimmte Quellgröße direkt aufgelöst werden kann.

Das Verhältnis aus RANS-Längenskala und effektiver FRPM-Längenskala ergibt demnach einen Vorfaktor, der die durch die Quellen induzierte akustische Energie im System korrigiert. Quellen, die räumlich kleiner als die Zellweite des Quellgitters sind, werden räumlich aufgeblasen, dafür aber in ihrer Amplitude entsprechend verringert, wohingegen stromab bei zu großen Quellen gegensätzlich verfahren wird.

6.1.4 CAA Ergebnisse

In Abb. 6.1.15 sind eine instantane Schalldruckverteilung für den PRECCINSTA Testfall auf verschiedenen Schnitten durch die Brennkammer, sowie eine Temperaturverteilung aus der CFD-RANS und instantane Isokonturen der Verbrennungslärm-Quellen dargestellt. An den Grenzen des CCA-Rechengebiets konnten keine unerwünschten Schallreflexionen festgestellt

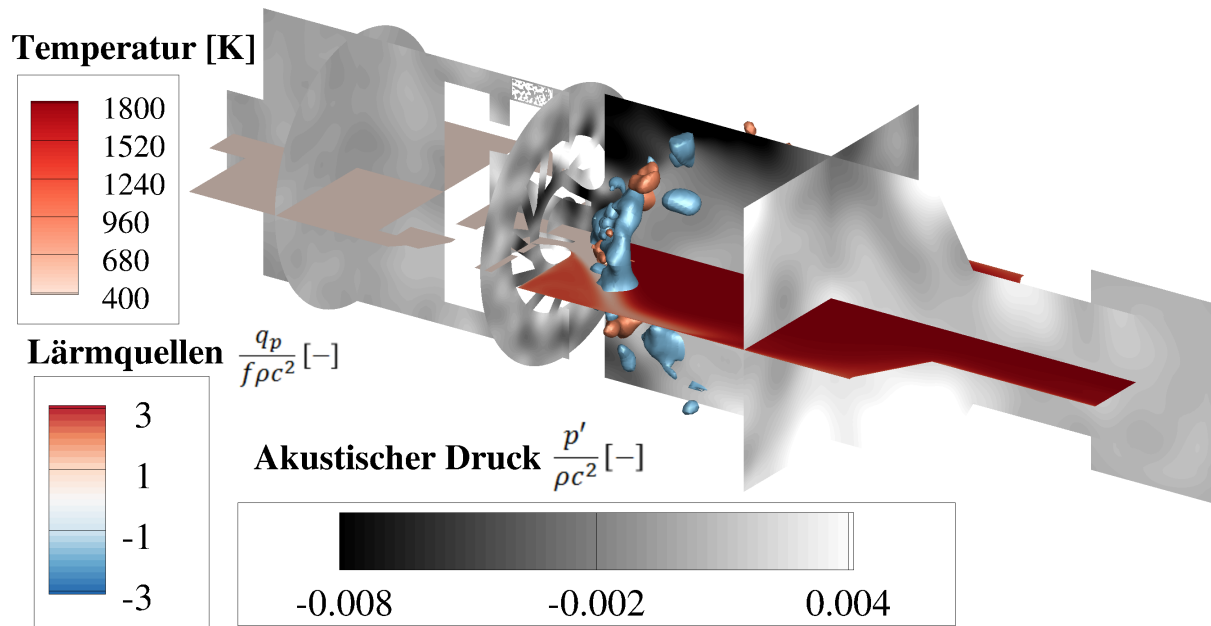


Abbildung 6.1.15: Mittelschnitte der numerischen Lösung des akustischen Drucks (CCA-Rechengebiet) und der Temperatur (CFD-Rechengebiet), sowie der Isokon-turen direkter Verbrenungslärmquellen für den Doppeldrall-Brenner.

werden und somit simuliert die nicht-reflektierende *Radiation* Randbedingung Abstrahlung in Umgebungsbedingungen. Die Dimensionen des Austrittsplenums in stromab-Richtung wurden so gewählt, dass die Ausbildung einer Austrittsimpedanz ermöglicht wird, basierend auf Untersuchungen von Munt [192], Silva et al. [237] und Davies et al. [46], unter Berücksichtigung der lokalen mittleren Schallgeschwindigkeit am Brennkammer-Auslass.

Durch genaue Auswertung der Quellverteilung lässt sich erkennen, dass sich die direkten Verbrenungslärmquellen meist nahe der inneren Scherschicht befinden, wo der Temperaturgradient zur Flamme hin am Größten ist. Dies ist in Abb. 6.1.15 angedeutet. Weiterhin zeigt sich, dass die größten Lärmamplituden in den Brennkammerecken sowie im Drallerzeuger-System zu finden sind. Augenscheinlich ergibt sich nur eine geringe Brennkammer-Plenum Interaktion im Schallfeld für den simulierten Testfall. Dies bestätigt die Annahme, dass die akustischen Randbedingungen am Plenum-Lufteinlass nur eine untergeordnete Rolle spielen und als nicht-reflektierend behandelt werden können.

Die Druckspektren aus der numerischen Simulation mit 3D FRPM-CN und einer teilskalen-auflösenden Modellierung in THETA [217] sind experimentellen Daten [252] in Abb. 6.1.16 gegenübergestellt. Die Spektren aus dem Experiment zeigen für alle drei untersuchten Punkte einen hochfrequenten Peak bei 1690Hz, der durch eine helikale Strömungsinstabilität im Drallerzeuger-System hervorgerufen wird, wodurch eine periodische Beeinflussung der Flamme und damit des entstehenden Schalldrucks durch die Verbrennung entsteht. Die FRPM-CN Spektren in Abb. 6.1.16 basieren auf dem akustischen Modell mit der Monopol-Quellterm Formulierung nach Gl. (3.3.7). Es wird deutlich, dass besonders im für Verbrenungslärm relevanten, niederfrequenten Bereich, absolute Schalldruckpegel ohne jegliche Skalierung, rein aus

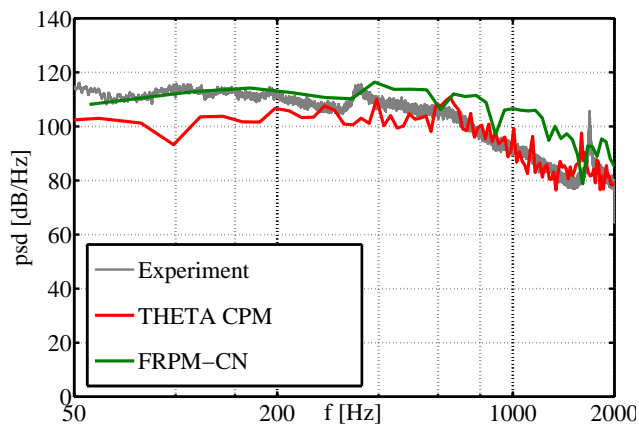
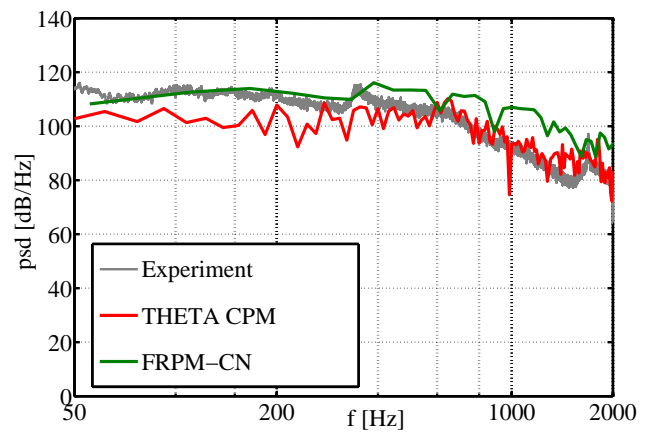
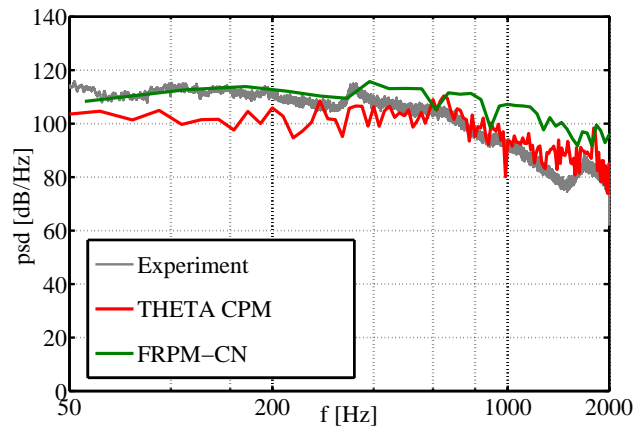
(a) Position $x = 0.015\text{m}, y = 0.042\text{m}, z = 0.042\text{m}$.(b) Position $x = 0.055\text{m}, y = 0.042\text{m}, z = 0.042\text{m}$.(c) Position $x = 0.095\text{m}, y = 0.042\text{m}, z = 0.042\text{m}$.

Abbildung 6.1.16: Vergleich experimentell ermittelter Spektren [252], teilskalenaufösender Simulation [217] und 3D FRPM-CN Ergebnisse für den Doppeldrall-Brenner.

dem Input der CFD-RANS Simulationen sehr gut getroffen werden. Dies gilt besonders im Vergleich mit der teilskalenauflösenden CPM (*Compressible Projection Method*) [217], welche die Schallpegel besonders im niederfrequenten Bereich leicht untervorhersagt. Im Gegensatz hierzu zeigt FRPM-CN besonders im hochfrequenten Bereich Abweichungen, welche entweder auf Unterschiede in der Abbildung von Randbedingungen in Experiment und Simulation, oder auf Ungenauigkeiten des Inputs aus der CFD-RANS Simulation zurückführbar sind. 3D FRPM-CN kann weiterhin Verbrennungsschwingungen nicht direkt auflösen, die für den untersuchten Betriebspunkt allerdings nicht relevant sind.

In den FRPM-CN Simulationen wurden insgesamt $N_{CCA} = 2.3 \cdot 10^5$ Zeitschritte für die Auswertung der Druckspektren berücksichtigt, was einem Simulationsaufwand von $1.52 \cdot 10^4$ CPU-h entspricht, durchgeführt auf $3 \cdot 24$ Nehalem Knoten. Im Gegensatz dazu wurden die THETA-Simulationen mit CPM in $8.3 \cdot 10^4$ CPU-h berechnet, auf einer SandyBridge-Architektur $16 \cdot 16$ mit Knoten. Der Nachteil der direkten CFD-Simulation ist hierbei vor Allem, dass lange Einschwing- und Konvergenzzeiten mitberechnet werden, wohingegen bei FRPM-CN relativ früh gemittelt werden kann. Weiterhin muss der räumliche und zeitliche Auflösungsgrad der direkten CFD-Methode berücksichtigt werden, welcher bei der vorliegenden Vergleichsrechnung verhältnismäßig gering ist und somit annähernd nur Grobstrukturen aufgelöst wurden. Bei einer feinauflösenden LES ergäben sich deutlich größere Rechenzeit-Ersparnisse mit FRPM-CN als der hier ermittelte Faktor von 3.6.

RMS-Schnitte der Druckverteilung durch die Brennkammer in Abb. 6.1.17 deuten darauf hin, dass sich in den vorderen Eckbereichen der Brennkammer Transversalschwingungen stabilisieren können, welche hochfrequent sind. Außerdem sind die mittleren Druckniveaus in der Brennkammer selbst deutlich höher als im Luftplenum. Am Austrittsplenum wird deutlich, dass Druckschwankungen hier zuverlässig durch die nichtreflektierende Randbedingung gedämpft werden. In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass 3D FRPM-CN turbulente Verbrennungslärmpegel auch für einen komplexen, drallstabilisierten Brenner ohne zusätzliche Amplitudenskalierung über einen breiten Frequenzbereich vorhersagen kann. Im nächsten Schritt soll die Vorhersagequalität des Verfahrens anhand eines weiteren Testfalls unter anderen Betriebsbedingungen bestätigt werden. Hierbei werden unter Anderem die Verwendung unterschiedlicher Turbulenzmodellierung, verschiedener Diskretisierungsgrade und Reaktionsschemata behandelt. Weiterhin wird die Reproduktionsfähigkeit lokaler Quellfeldstatistiken für einen komplexen Anwendungsfall untersucht.

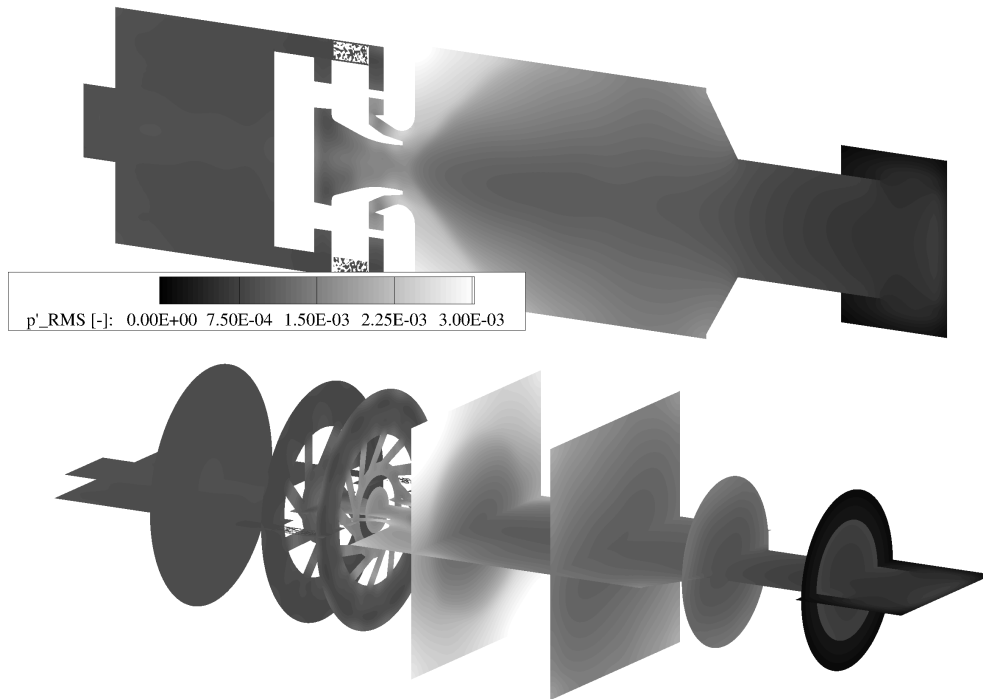
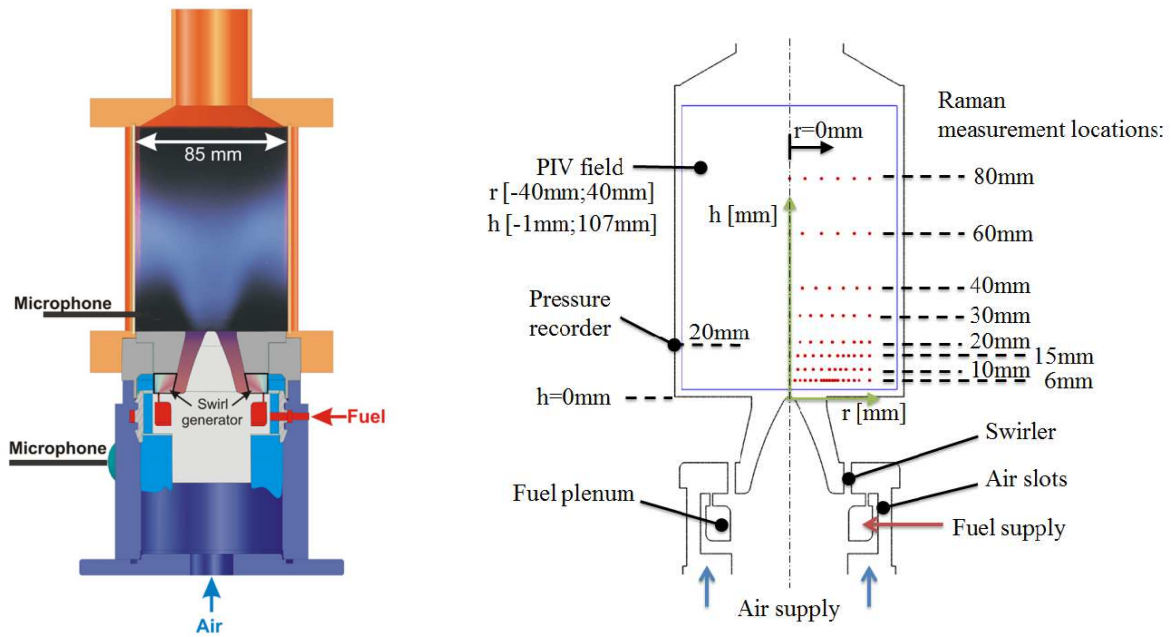


Abbildung 6.1.17: Schalldruck-RMS p'_{RMS} auf Schnittebenen durch den Doppeldrallbrenner.

6.2 Anwendungsfall PRECCINSTA Brenner

Der im Rahmen dieser Arbeit numerisch untersuchte PRECCINSTA Brenner (EU Projekt "*Prediction and Control of Combustion Instabilities in Industrial Gas Turbines*") ist in Abb. 6.2.1a schematisch dargestellt. Numerische Modelle werden hier anhand einer experimentellen Untersuchung von Dem et al. [50] validiert. In deren Studie wurde eine Vielzahl unterschiedlicher Betriebsbedingungen unter Variation der Brennstoffzufuhr, des globalen Äquivalenzverhältnisses und der thermischen Leistung durchgeführt. Die Simulationen im Rahmen dieser Arbeit beziehen sich auf eine Konfiguration mit technischer Vormischung von Brennstoff und Luft.

Der Brenner arbeitet wie folgt: Stromauf der Brennkammer ist ein Luftplenum installiert. Luft wird unter atmosphärischen Bedingungen über einen radial angeordneten Drallerzeuger in die Brennkammer geleitet. Der Drallerzeuger besteht aus zwölf radial angeordneten Kanälen. Der Brennstoff wird der Luft über ein separates Plenum in die Kanäle der Drallerzeuger eingesprüht [50]. Luft und Brennstoff durchlaufen folgend eine Düse als Mischstrecke, die durch einen konisch geformten, stumpfen Körper in der Brennermittelachse gekennzeichnet ist. Der Referenzpunkt des globalen Koordinatensystems liegt auf der Spitze dieses Körpers, wie in Abb. 6.2.1b angedeutet. Anschließend expandiert das Luft-Brennstoff Gemisch in den Brennraum, der die Abmaße $85\text{mm} \times 85\text{mm} \times 114\text{mm}$ hat. Das verbrannte Abgas verlässt den Brenner durch eine Düse mit Abgasrohr. Eine detailliertere Beschreibung des experimentellen Aufbaus kann der Literatur [50] entnommen werden. Die Berechnung des Strömungsfelds aus der CFD wird mit gemittelten Ergebnissen stereoskopischer PIV (*Particle Image Velocimetry*) [50, 198] von allen drei Geschwindigkeitskomponenten auf horizontalen Profillinien in der Brennkammer bei $h = 6\text{mm}, 10\text{mm}, 20\text{mm}, 40\text{mm}$ verglichen. Das Temperaturfeld kann mit Raman Messun-



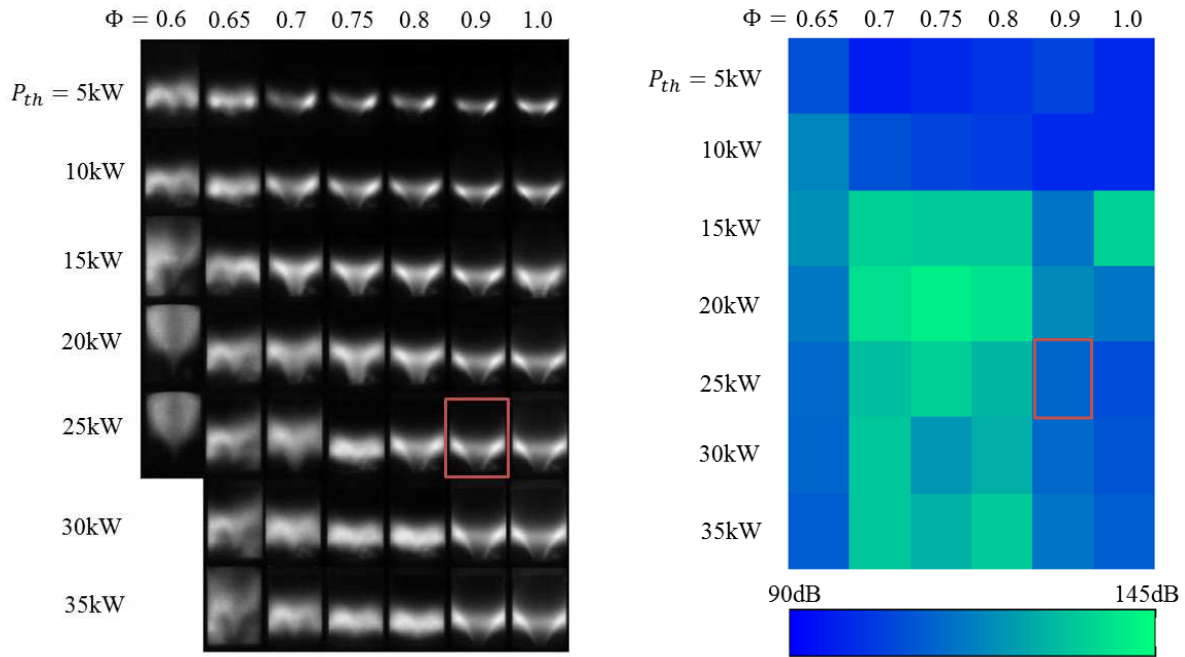
(a) Schematische Zeichnung des Brenners [50].

(b) Räumliche Konventionen und Messpositionen für Raman (Temperatur) und PIV (Geschwindigkeit).

Abbildung 6.2.1: Schematische Darstellung des untersuchten PRECCINSTA Brenners mit Messpositionen aus dem Experiment.

gen [168, 252], sowie die Reaktionsmodellierung durch die mittleren Spezieskonzentrationen (O_2 , CH_4 , CO_2 , H_2O) an Linienprofilen auf denselben Höhen wie die Geschwindigkeitsmessungen verglichen werden. Der akustische Druck wird in der Brennkammer an der Mikrofonposition $x = 42.5\text{mm}$, $y = r = 42.5\text{mm}$, $z = h = 20\text{mm}$ aufgezeichnet.

Da sich die numerischen Validierungsstudien auf Breitband-Verbrennungslärm beschränken, wird für die Simulationsrechnungen ein möglichst stabiler Betriebspunkt ausgewählt. In Abb. 6.2.2 ist der Brenner experimentell im Hinblick auf Flammenform und Amplitude der Druckfluktuation über einen großen Betriebsbereich charakterisiert. Aufgetragen sind Variationen von Äquivalenzverhältnis und thermischer Leistung. Wie aus Abb. 6.2.2a ersichtlich ist, bilden sich im Brenner je nach Betriebspunkt unterschiedliche Flammenformen aus. Für größere Äquivalenzverhältnisse stellt sich eine V-Form der Flamme ein, unabhängig von der thermischen Leistung. Erfahrungsgemäß ankert die V-Flamme normalerweise an der Spitze des Staukörpers und liegt meist bei thermo-akustisch stabilen Betriebspunkten vor. Bei niedrigeren Äquivalenzverhältnissen und damit magerer Verbrennung zeigt sich, dass die gemittelte Flamme M-förmig ist. Diese Betriebspunkte sind tendenziell instabil. Weiterhin zeigen die M-Form Fälle zumeist eine charakteristische helikale Strömungsinstabilität, welche im Drallerzeuger entsteht. Dieses Phänomen wurde in der Vergangenheit bereits umfassend untersucht und beschrieben [177, 62, 245, 198, 271]. Dieses instationäre Phänomen kann in stationären CFD Simulationen nicht abgebildet werden. Erfahrungsgemäß [158] sind abgehobene M-Flammen in stationären CFD Simulationen mit Global-Chemie Ansätzen nur schwer abzubilden: Die mittlere Flammenform in instabilen Fällen resultiert aus stark ausgeprägten Oszillationen von Strömung und Flamme durch die Anregung des Systems mit einer dominanten Helmholtz-Eigenschwingung



(a) Mittlere Flammenform.

(b) Maximalamplitude des akustischen Drucks.

Abbildung 6.2.2: Darstellung der mittleren Flammenformen und der Maximalamplitude des akustischen Drucks in der Brennkammer für verschiedene thermische Leistungen P_{th} und Äquivalenzverhältnisse Φ [116, 252] bei technischer Vormischung für den PRECCINSTA-Brenner.

[154].

In Abb. 6.2.2b ist zusätzlich eine Stabilitätskarte des Brenners im Hinblick auf dieselben Variationen des Betriebspunktes gezeigt wie für die Bestimmung der Flammenform in Abb. 6.2.2a. Hier wird akustische Stabilität des jeweiligen Betriebspunktes durch Monitoring der maximalen Schwingungsamplitude des akustischen Drucks in der Brennkammer abgeschätzt. Es zeigt sich, dass die eben argumentierten Tendenzen zur Stabilität im Zusammenhang mit der Flammenform bestätigt werden können. Der Brenner arbeitet instabil in mageren Verbrennungsregimes und umgekehrt.

Nach Abwägung aller genannten Argumente wird ein relativ stabiler Betriebspunkt mit gleichzeitig hoher technischer Leistung bei $P_{th} = 25$ kW und $\Phi = 0.9$ mit einem globalen Mischungsbruch von $f = 0.0498$ zur numerischen Untersuchung mit FRPM-CN ausgewählt. Dieser Punkt zeigt eine ausgeprägte V-Form der Flamme. Luft wird stromauf mit einer Massenstromrate von $\dot{m}_{air} = 574$ g/min in das Luftplenum eingebracht, während der Brennstoff über das zusätzliche Brennstoffplenum mit $\dot{m}_{fuel} = 30$ g/min zugeführt wird, jeweils unter atmosphärischen Bedingungen.

6.2.1 CFD Spezifikationen

Das unstrukturierte Gitter [54] für die reagierenden CFD RANS Simulationen ist in Abb. 6.2.3a auf Schnittebenen durch den Brenner mit farblicher Darstellung des lokalen Zellvolumens dargestellt. Im Bereich der Reaktionszone und der Mischungsstrecke von Luft und Brennstoff in-

klusive des gesamten Drallerzeugers ist das Gitter verfeinert im Vergleich zu Luftplenum und stromab-Bereichen in der Brennkammer. Das Rechengebiet ist hauptsächlich mit Tetraeder-Elementen diskretisiert. Regionen nahe der Wand im Drallerzeuger und in der Brennkammer sind mit drei Prismenschichten aufgelöst, welche mit den Tetraedern über Pyramiden-Elemente verbunden sind. Insgesamt besteht das Gitter aus 16.6M Elementen mit 2.9M Knoten, mit 0.47M Elementen in der Prismenschicht und 5K Pyramiden-Elementen. Die Verfeinerung des Gitters in Bereichen der Mischstrecke von Luft und Brennstoff mit Darstellung des Massenbruchs von Methan ist in Abb. 6.2.3b dargestellt. Die CFD Simulationen werden

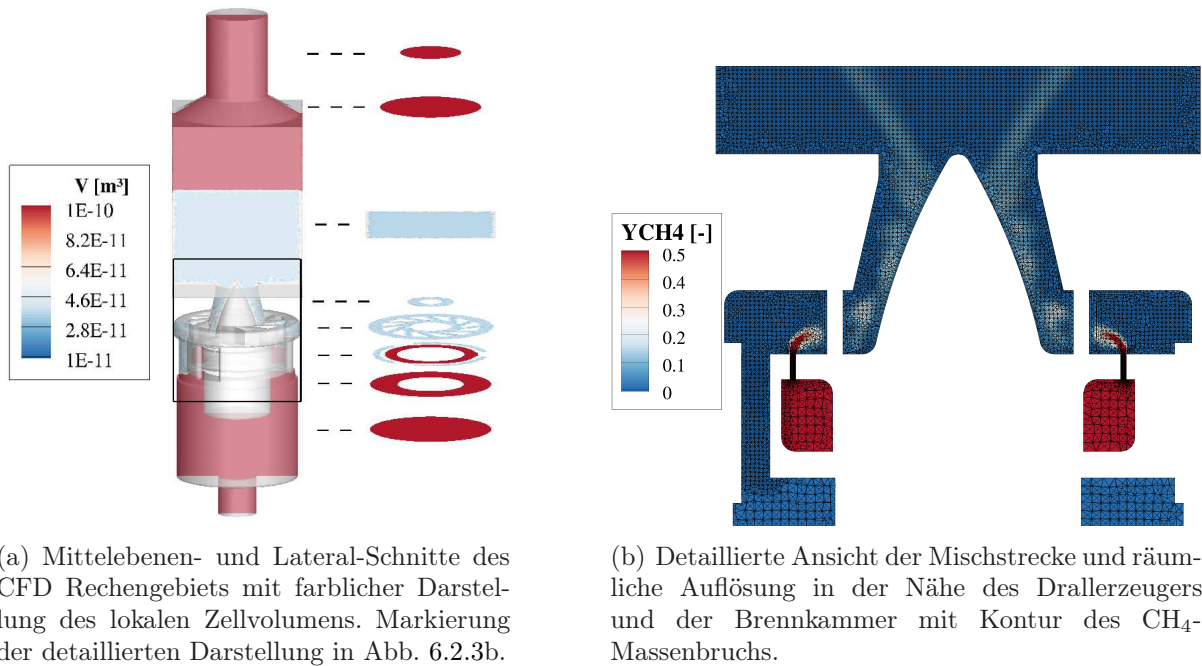


Abbildung 6.2.3: CFD Rechengitter für den PRECCINSTA Testfall [54].

mit THETA [55, 218] durchgeführt. Für die räumliche Diskretisierung der RANS Simulationen wird ein Upwind Schema erster Ordnung (UDS) verwendet um ein möglichst stationäres Strömungs- und Temperaturfeld in der CFD zu erhalten. Die URANS Simulationen werden mit einem zweiten Ordnung genauen QUDS Schema für die räumliche Diskretisierung und ein *threepointbackward* (TPB) Schema für die zeitliche Diskretisierung durchgeführt. Der physikalische Zeitschritt in den URANS Simulationen wird zu $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5} \text{s}$ gewählt. Turbulenz wird mit dem Zweigleichungs- $k-\omega$ -SST Modell in der Variante nach Menter [175] modelliert. Am Einlass des Luftplenums werden Luftmassenstrom, Turbulenzgrad ($Tu = 0.01$) sowie eine turbulente Längenskala ($l_T = 1 \cdot 10^{-4} \text{m}$) vorgegeben, bei $T_{in} = 320 \text{K}$. Am Brennkammeraustritt wird der statische Druck auf Referenzbedingungen gesetzt. Wände werden als adiabat behandelt, mit Ausnahme der Wände in der Brennkammer, welche isotherm mit $T_W = 1500 \text{K}$ angenommen werden.

Monitoring Positionen für die mittleren Strömungs- und Verbrennungsgrößen sind horizontale Profillinien, entsprechend den Positionen der PIV Messungen auf den Profilhöhen $h = 0.006 \text{m}, 0.01 \text{m}, 0.02 \text{m}, 0.04 \text{m}$. Zunächst werden RANS-Rechnungen mit dem Zweigleichungs-

k - ω -SST Modell in der Variante nach Menter [175] durchgeführt, an welche instationäre URANS-Simulationen angeschlossen werden, da hier die Verbrennung besser als in der stationären RANS erfasst werden kann. Im Fall der Verwendung von RANS-Statistiken für die spätere Quellrekonstruktion wird an die URANS-Simulation erneut ein RANS-Rechenlauf angeschlossen, da die Transportgleichung zur Bestimmung der Temperaturvarianz das komplette Spektrum der Temperaturfluktuationen modelliert.

Verbrennung wird mit einem Globalchemie-Ansatz über das kombinierte EDM/FRC Modell [219] behandelt. Untersucht wird die Verbrennung von Methan mit Luft. Es werden zwei verschiedene Mechanismen getestet, ein Einschritt-Mechanismus nach Westbrook und Dryer [269] (WB1), sowie eine Fünfschritt-Beschreibung nach Nicol et al. [196], wobei die Bildung von NO_x nicht betrachtet wird. Der Fünfschritt-Mechanismus ist im Hinblick auf die laminare Flammgeschwindigkeit optimiert und stellt daher eine Modifikation des ursprünglich in der Literatur vorgeschlagenen Schemas dar.

6.2.2 CFD Ergebnisse

Geschwindigkeitsprofile der verschiedenen CFD RANS und URANS Simulationen mit unterschiedlichen Reaktionsschemata sind in Abb. 6.2.4 und 6.2.5 experimentellen Daten gegenübergestellt. Bei der Analyse der Geschwindigkeitsprofile in Abb. 6.2.4 lassen sich gemeinsame Cha-

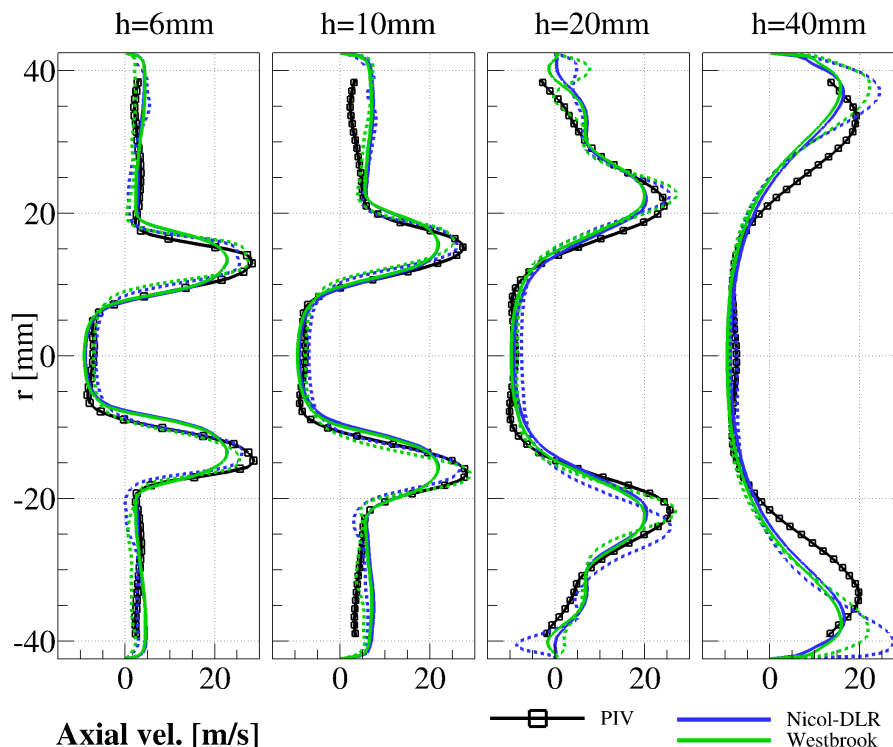


Abbildung 6.2.4: Vergleich der Axialgeschwindigkeit in RANS (–) und URANS (---) Simulationen mit experimentellen Profilen für den PRECCINSTA Testfall.

rakteristika feststellen: Der Öffnungswinkel der Drallströmung bei Eintritt in die Brennkammer wird mit allen Simulationen akkurat wiedergegeben, unabhängig davon, ob RANS oder URANS

gerechnet wurde. Weiterhin wird die Drallstärke, welche mithilfe der Radialgeschwindigkeit in Abb. 6.2.5 analysiert wird, sehr gut reproduziert, nicht nur im Hinblick auf die räumliche Verteilung, aber auch für die Absolutwerte. Ein bemerkenswerter Unterschied zwischen RANS und

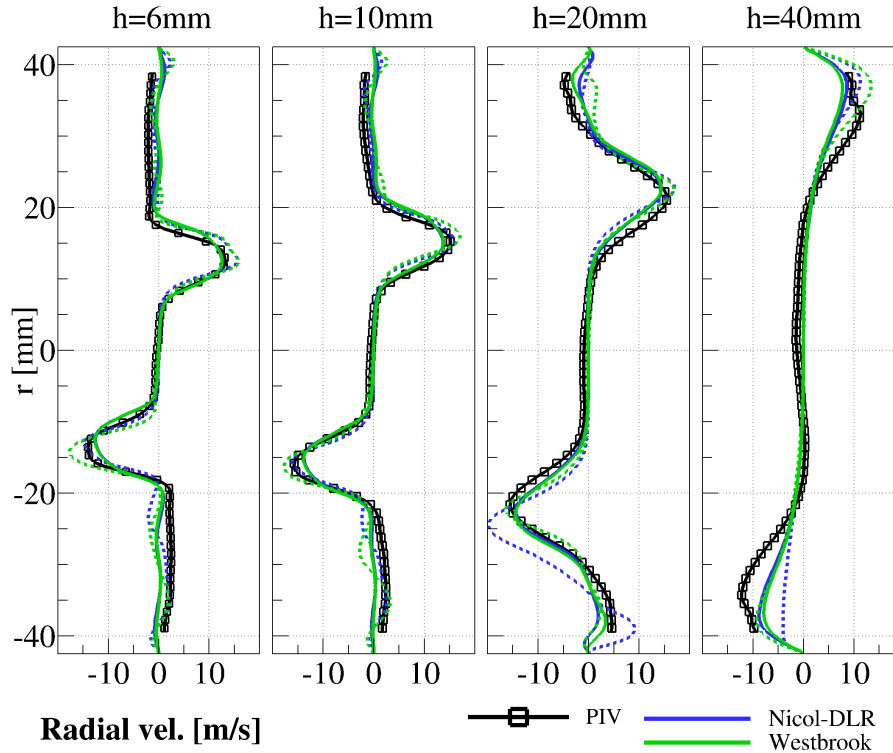


Abbildung 6.2.5: Vergleich der Radialgeschwindigkeiten in RANS (–) und URANS (– –) Simulationen mit experimentellen Profilen für den PRECCINSTA Testfall.

URANS Simulationen wird bei Betrachtung der Axialgeschwindigkeit in Abb. 6.2.4 deutlich. Maximalwerte der Profile werden bei Verwendung der zweite Ordnung genauen Diskretisierung (QU2S) in den URANS Simulationen weitaus besser wiedergegeben als mit dem erste Ordnung genauen Schema (UDS) aus den RANS Simulationen, welches numerisch deutlich dissipativer ist. Im Zusammenhang der später folgenden Parameterstudien im Rahmen der CCA Simulationen bedeutet der Vergleich von RANS und URANS basierten Rechnungen also auch einen Vergleich unterschiedlicher Konvektionsgeschwindigkeiten akustischer Quellen und die Verwendung unterschiedlicher Hintergrundströmungen und deren Auswirkungen auf die resultierenden Druckspektren. Form und Geschwindigkeitswerte der Geschwindigkeitsprofile, sowie die räumliche Ausprägung der Rezirkulationszonen werden allerdings in allen durchgeführten CFD Simulationen im Hinblick auf den Rechenaufwand sehr gut wiedergegeben.

Der Vergleich von Temperatur- und Temperatur-RMS-Profilen zeigt, dass sowohl RANS als auch URANS Simulationen eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Profilen ergeben. Zunächst sind Profillinien der mittleren Temperatur in Abb. 6.2.6 dargestellt. Im Vergleich zu den RANS Simulationen ergibt die URANS eine leicht bessere Übereinstimmung mit experimentellen Daten speziell in der äußeren Rezirkulationszone. Derselbe Trend kann für die Peaks in der äußeren Scherschicht für die Varianz der Temperatur in Abb. 6.2.7 festgestellt werden.

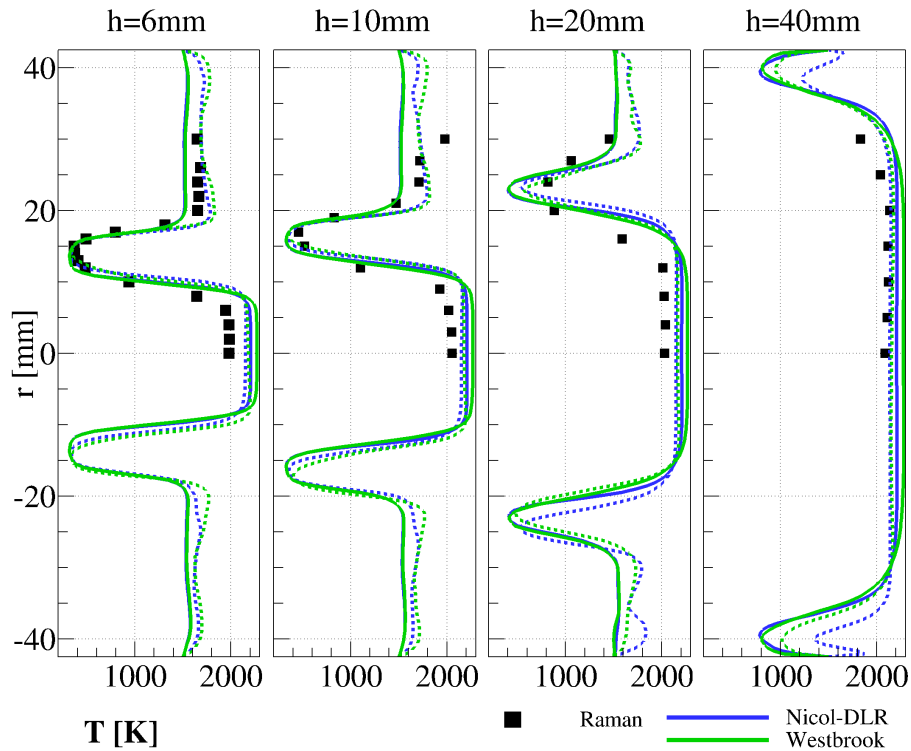


Abbildung 6.2.6: Vergleich der Temperatur in RANS (–) und URANS (---) Simulationen mit experimentellen Profilen für den PRECCINSTA Testfall.

In allen Rechenläufen sind nur modellierte Fluktuationen dargestellt, da die URANS in diesem speziellen Fall nahezu keine großskaligen Fluktuationen auflöst. Für alle Rechenläufe kann festgestellt werden, dass absolute Temperaturniveaus in der Simulation übervorhersagt werden, was an der Verwendung verhältnismäßig einfacher, globaler Reaktionsschemata liegt. Wie erwartet ergeben sich bei Verwendung des Fünfschritt Mechanismus etwas besser vorhergesagte Absolutwerte von Temperatur und Temperaturvarianz als für den Einschritt Mechanismus, wobei die RMS Profile der Temperatur durch die Stationarität der Lösung ebenfalls über eine Transportgleichung ermittelt werden muss.

In Summe ergeben die hier analysierten CFD (U)RANS Simulationen allerdings eine sehr gute Lösung des Strömungsfelds, was in der Gegenüberstellung mit den Messungen deutlich wird. Unterschiede in den einzelnen Rechnungen wurden diskutiert und deren Auswirkungen auf die folgenden CCA Simulationen werden in den folgenden Abschnitten untersucht.

6.2.3 CCA Spezifikationen

Die CCA Simulationen werden erneut mit dem DLR Forschungscode PIANO [49] durchgeführt. Schallausbreitung wird mithilfe der modifizierten Euler-Gleichungen, welche im Rahmen dieser Arbeit bereits eingeführt wurden, realisiert. Die stochastische Quellmodellierung erfolgt mit FRPM.

Das Gitter der Akustiksimulationen ist in Abb. 6.2.8 gezeigt. Die Diskretisierung der Druckfluktuationen im Raum erfolgt mit dem DRP-Schema von Tam & Webb [260]. Das blockstruk-

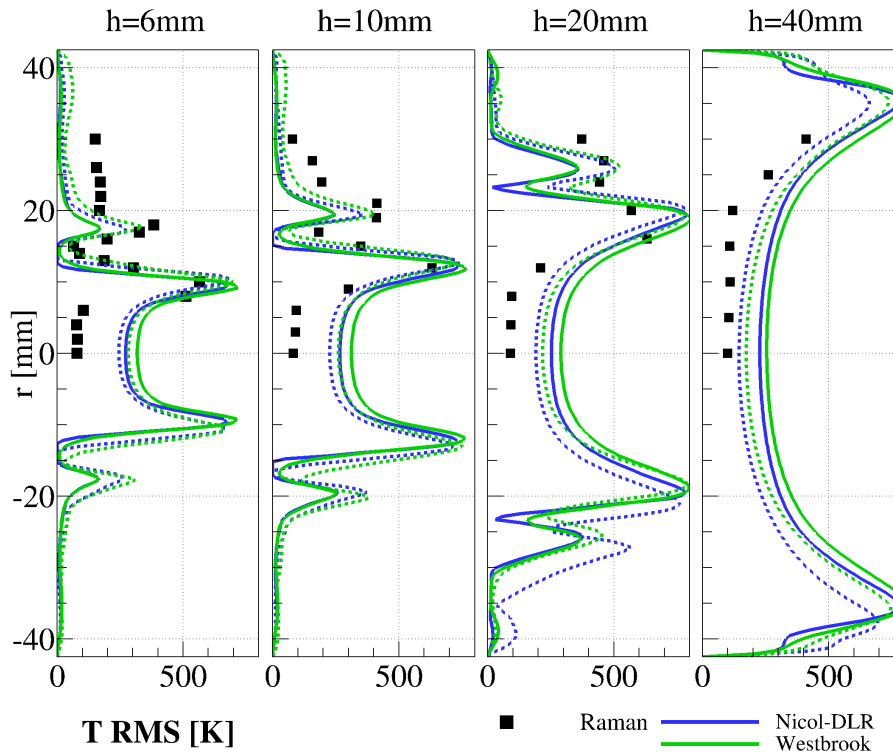


Abbildung 6.2.7: Vergleich der Temperaturvarianz in RANS (–) und URANS (---) Simulationen mit experimentellen Profilen für den PRECCINSTA Testfall.

turierte Gitter besteht aus 1.5M Hexaeder-Elementen mit 1.94M Knoten in insgesamt 938 Blöcken. Die akustische Quellrekonstruktion wird auf einem Rechenkern berechnet, es werden also insgesamt 939 Rechenfelder auf die verwendeten Kerne verteilt. Das CCA Gitter löst geometriebedingt Frequenzen bis $f_{max} = 15kHz$ auf, wohingegen in den experimentellen Druckspektren nur Frequenzen bis $2kHz$ aufgelöst werden. Der zeitliche Fortschritt in der Simulation wird mit einem Vierschritt Runge Kutta Schema modelliert. Das Gitter ist im Hinblick auf die lokale Wachstumsrate benachbarter Zellen auf einen Wert von ca. 1.05 in Bereichen des Drallerzeugers und nahe der Flammenwurzel optimiert. Dies sind die Bereiche des Brenners, in denen die größten Strömungs- und Dichtegradienten vorliegen. Aus Stabilitätsgründen muss in diesen Bereichen neben einer geringen Streckungsrate benachbarter Zellen besonders fein diskretisiert werden. Selbiges gilt für die Bereiche der Brennstoffeindüsung in den Kanälen des Drallerzeugers. Die mittleren Strömungsgrößen $\bar{\rho}, \tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \bar{p}$ werden vom unstrukturierten CFD Gitter mittels eines statistischen Kriging Verfahrens [135] auf das CCA Rechenfeld interpoliert. Hierbei wird die Dichteverteilung an der Brennstoffinjektion aus Stabilitätsgründen geglättet. Der Zeitschritt der Simulation hängt gemäß $\Delta t_{max} = (2.83\Delta x_{min})/(\pi + \pi Ma)$ von der lokalen Gitterweite und Machzahl ab und wird hier zu $\Delta t = 2.2 \cdot 10^{-7}s$ gewählt. Die Zelle, welchen den maximalen Zeitschritt limitiert, befindet sich im Brennkammer-Auslass.

Wie in Abb. 6.2.8 gezeigt ist, wird das Rechengebiet mit nicht-reflektierenden Randbedingungen [260] am Lufteinlass begrenzt. Am Brennkammeraustritt ist ein zusätzliches Luftplenum angefügt, welches wiederum von einer dämpfenden Sponge-Randbedingung und nicht-reflektierenden

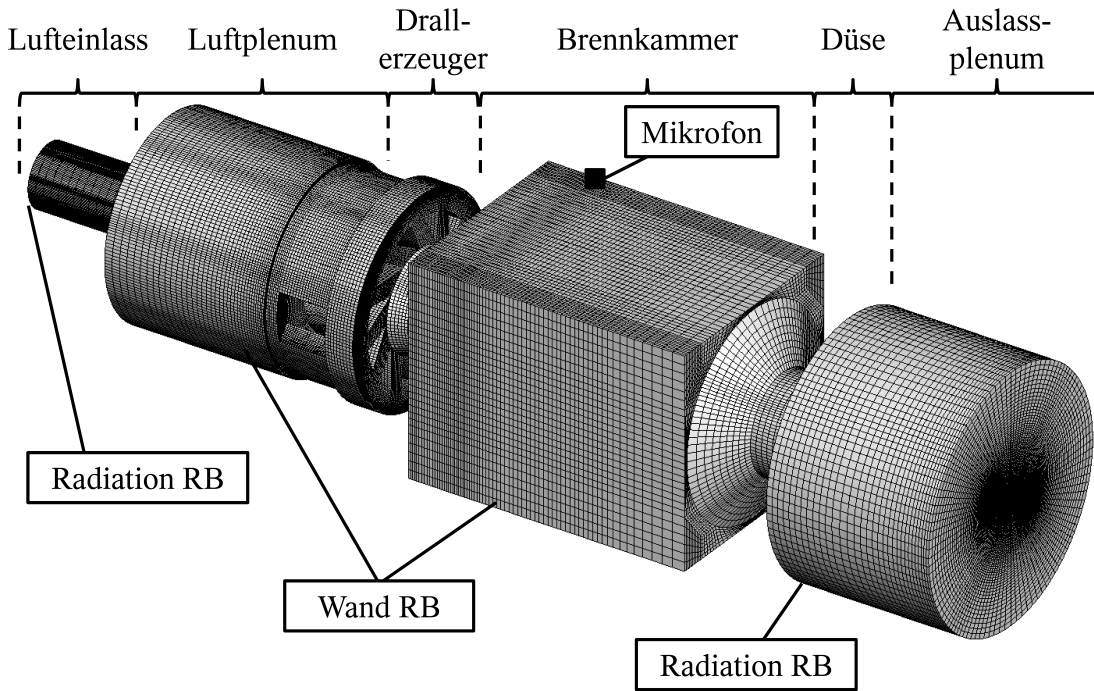


Abbildung 6.2.8: Blockstrukturiertes Gitter für die CCA Simulationen des PRECCINSTA Brenners mit verwendeten Randbedingungen.

Rändern umgeben ist, um eine natürliche Ausbildung der Austrittsimpedanz zu ermöglichen. Wände werden als voll reflektierend mit dem *Ghost Point* Konzept nach Tam & Dong [258] abgebildet.

Die räumliche Ausdehnung des akustischen Quellgebiets wird von der diskreten Formulierung des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Monopol-Quellterms aus CFD-RANS Größen bestimmt, was als effektiv aufgebrauchte Quellvarianz verstanden werden kann und sich aus

$$\varphi = \frac{\gamma \bar{p}}{\tilde{T}} \sqrt{\frac{\widetilde{T''^2}}{\tau_T^2}} \quad (6.2.1)$$

berechnet. Die Feldlösung von Gl. (6.2.1) ist in Abb. 6.2.9 mit Bezug auf den Maximalwert in der inneren Scherschicht, φ/φ_{max} , dargestellt. Als Hauptkriterium zur Festlegung der räumlichen Ausdehnung des Quellfelds werden Werte größer als der Maximalwert von φ in Abb. 6.2.9 berücksichtigt. Dies führt auf ein Quellfeld mit den Maßen $x \in [-10mm; 50mm]$ und $y, z \in [-38mm; 38mm]$. Wie in allen vorherigen Validierungsstudien ist das Hilfsgitter zur Quellrekonstruktion äquidistant und orthogonal. Im Rahmen der Validierungsrechnungen zum PRECCINSTA Testfall werden zwei verschiedene räumliche Auflösungen des Quellfelds untersucht. Die Referenzauflösung beträgt $\Delta = 1mm$, was auf 346.6K Zellen mit einer initialen Verteilung von 1.154 Partikeln pro Zelle führt. Das feinere Quellfeld hat eine räumliche Auflösung von $\Delta = 0.655mm$ und damit 1.2M Zellen und einer initialen Verteilung von 1.25 Partikeln pro Zelle. Da die Partikel mit einem Lagrange'schen Verfahren verfolgt werden, resultiert das feinere Quellgitter mit deutlich mehr Partikeln in signifikant größeren Simulationszeiten.

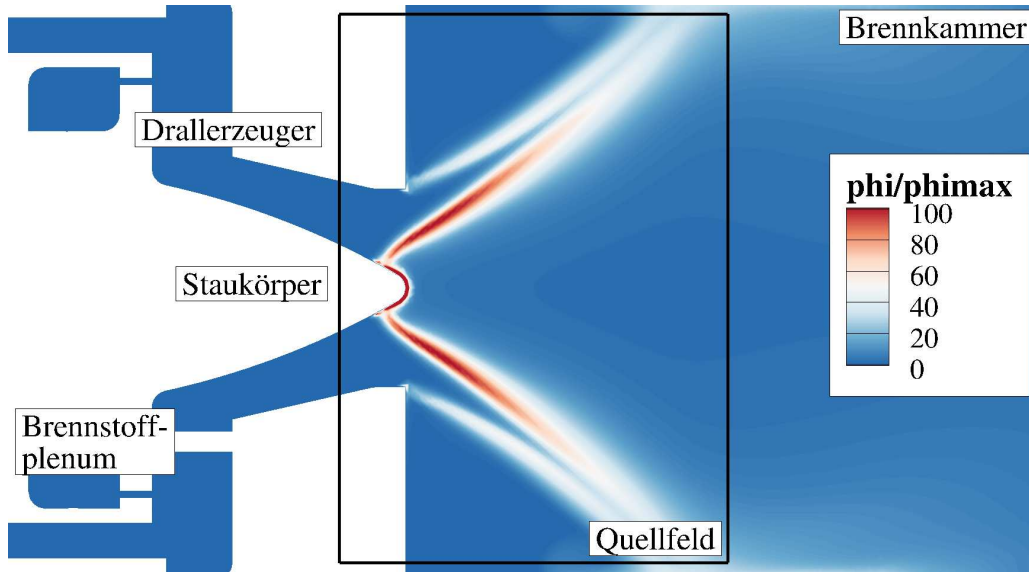


Abbildung 6.2.9: Diskrete Darstellung der effektiven Quellvarianz aus CFD-RANS Größen und Angabe der daraus resultierenden Quellfeldausdehnungen, abgebildet auf dem CFD Rechengebiet für den PRECCINSTA Testfall.

Die akustischen Quellen werden mittels rekursiven Filteroperationen [212, 213] entlang der Hilfsgitterlinien ermittelt, unter Berücksichtigung der lokalen integralen Längenskalen aus der CFD-RANS Simulation. Turbulente Effekte werden mit einem Langevin-Ansatz erster Ordnung abgebildet, welcher über die Gleichungen (3.2.5) bis (3.2.7) eingeführt wurde, basierend auf den lokalen integralen Zeitskalen aus der CFD-RANS. Lokale integrale Turbulenzstatistken werden über

$$l_T = \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega} \quad \text{and} \quad \tau_T = \frac{1}{\beta^* \omega}, \quad (6.2.2)$$

ermittelt, mit $\beta^* = 0.09$. Insgesamt werden $N_{CCA} = 9 \cdot 10^5$ Zeitschritte simuliert, wobei die resultierenden Druckspektren über einen Zeitraum von $\Delta t_{gesamt} = 0.2s$ ausgewertet werden. Für die CCA Simulationen werden verschiedene Konfigurationen mit unterschiedlichem Input aus der CFD-RANS getestet, um die Robustheit des Verfahrens gegenüber den eingesetzten Teilmodellen zu zeigen. Die untersuchten Parameter sind das Reaktionsschema, Turbulenzstatistiken, mittleres Strömungsfeld und Quellfeldauflösung. Die untersuchten Konfigurationen sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Tabelle 6.1: Liste der untersuchten Konfigurationen im Rahmen der CCA Simulationen für den PRECCINSTA Testfall.

Fall	Sim.-modus	Reaktionsschema	Quellfeldauflösung
1	RANS	N5-DLR	$\Delta = 1mm$
2	RANS	WB1	$\Delta = 1mm$
3	RANS	N5-DLR	$\Delta = 0.655mm$
4	URANS	N5-DLR	$\Delta = 1mm$
5	URANS	WB1	$\Delta = 1mm$

Zur Analyse der Reproduktionsfähigkeit der lokalen Ein- und Zweipunktstatistiken auf dem Quellfeld durch FRPM-CN wird das transiente Quellsignal entsprechend den Positionen in Abb. 6.2.10 aufgenommen. Die Reproduktion der lokalen Einpunktstatistiken durch 3D FRPM-CN

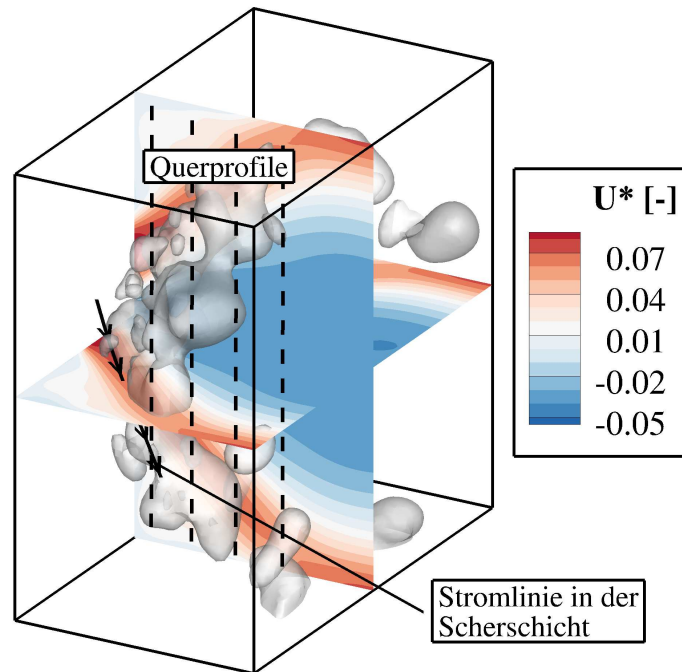


Abbildung 6.2.10: Sampling lokaler Quellfeldstatistiken zur Analyse der Ein- und Zweipunktstatistik-Reproduktionsfähigkeit von FRPM-CN im Anwendungsfall.

im Anwendungsfall, also die Verarbeitung der lokalen Quellvarianz, wird anhand lateraler Profile untersucht. Lokale Einpunktstatistiken werden auf Profillinien mit $h = 6mm, 10mm, 20mm, 40mm$ gesampelt. Reproduktion lokaler Zweipunktstatistiken werden anhand von Zweipunkt-Korrelationen des zeitabhängigen Quellsignals entlang einer Stromlinie getestet.

6.2.4 CCA Ergebnisse

In Abb. 6.2.11 sind Schnittebenen durch den Brenner mit Konturen einer instantanen Verteilung des akustischen Drucks auf dem CCA-Rechengebiet, sowie ein Mittelschnitt der mittleren Temperaturverteilung aus einer exemplarischen CFD-RANS Simulation zu sehen. Form und Verteilung direkter Verbrennungslärm-Quellen sind mit Isokonturen dargestellt. An den Rechenfeldgrenzen entstehen keine Reflektionen von Schallwellen zurück in das Rechenfeld, die Randbedingungen verhalten sich konsistent nichtreflektierend. Eine stabile Lösung für das Schalldruckfeld wird mithilfe der modifizierten linearisierten Euler-Gleichungen, Gl. (3.3.12) bis Gl. (3.3.14), erreicht. Bei den in Verbrennungssystemen vorliegenden Strömungsfeldern mit starken Dichte- und Geschwindigkeitsgradienten stellen die modifizierten Euler-Gleichungen einen Kompromiss zwischen Stabilität der numerischen Simulation und der akkuraten Abbildung von Refraktionseffekten dar.

Maximalwerte der Druckamplituden liegen vornehmlich nahe der Brennerstirnwand, in der Düse des Brennkammer-Vorlaufs und in den Drallerzeuger-Kanälen. Die Temperaturvarianz-basierten

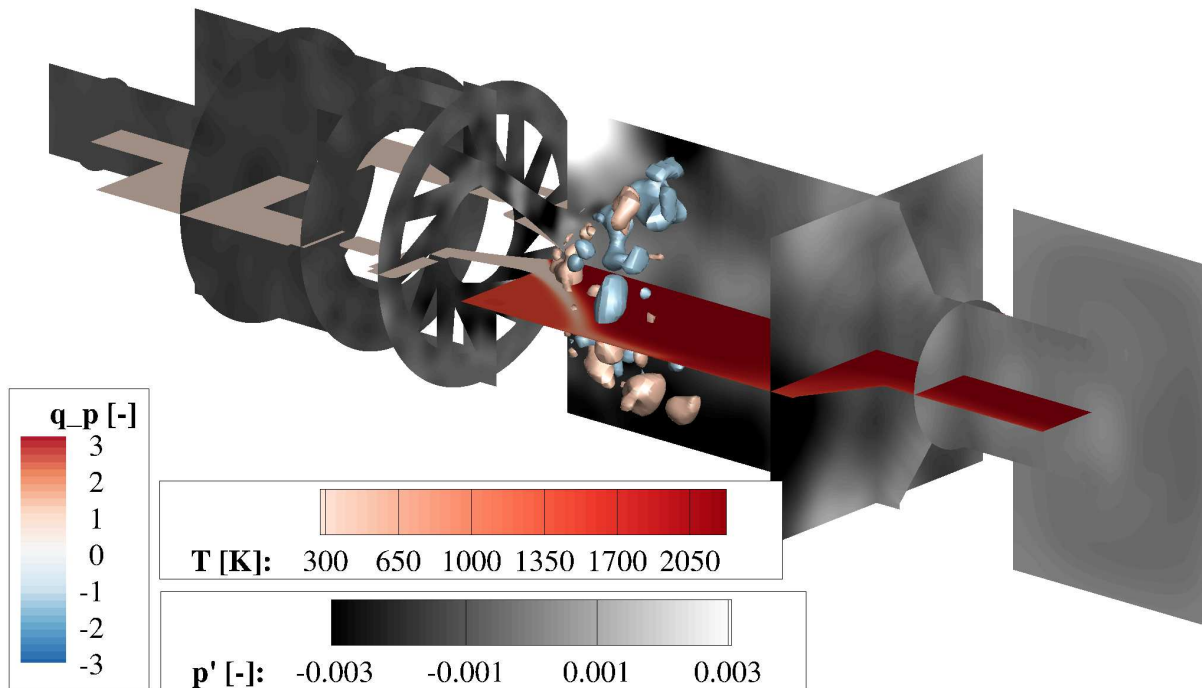
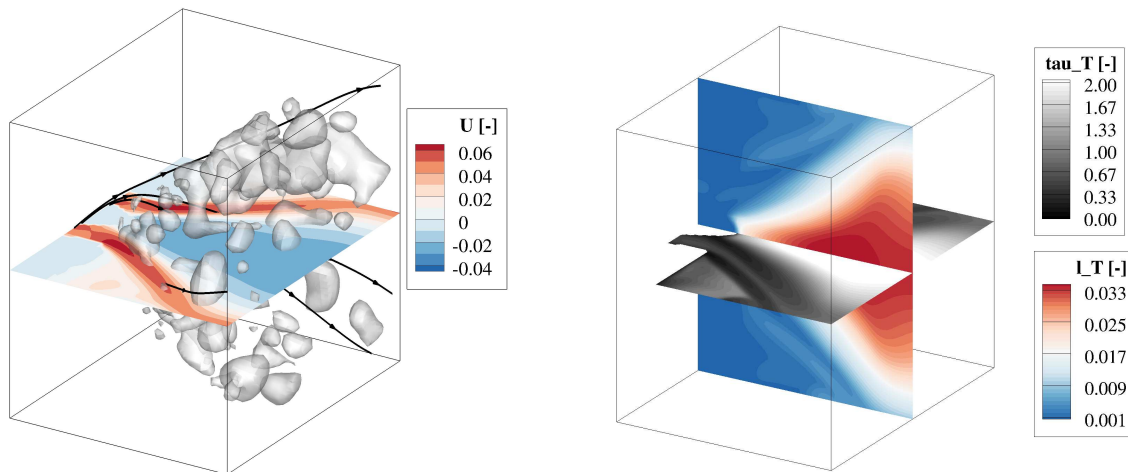


Abbildung 6.2.11: CCA Rechengebiet mit Verteilung des akustischen Drucks in der Brennkammer, Mittelschnitt der CFD Temperatlösung und Isokonturen akustischer Quellen für den PRECCINSTA Testfall.

Monopolquellen haben ihre maximale Amplitudenskalierung erwartbar in den Bereichen mit der größten Änderung der Temperatur, was den Bereichen der inneren Scherschicht entspricht, da sich hier die Flamme stabilisiert. Da die integralen Längenskalen, wie in Abb. 6.2.12b gezeigt, stromab tendenziell größer werden, nimmt insgesamt auch die räumliche Ausdehnung der Quellen stromab zu, wie in den instantanen Quellverteilungen aus Abb. 6.2.11 und 6.2.12a deutlich wird. Hinsichtlich der mit dem Langevin-Modell synthetisierten Turbulenz ist der modellierte turbulente Zerfall nahe des vorderen Staupunkts der Drallströmung am größten, da hier die kleinsten integralen Zeitskalen vorliegen (Abb. 6.2.12b). Dieser Trend kann anhand der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Korrelationsfunktion für akustische Quellen, Gl. (3.2.11), nachvollzogen werden. Für große turbulente Zeitskalen wird die Einhüllende der Korrelation flacher und damit der turbulente Zerfall entlang der Stromlinie, repräsentiert durch den Term $\exp -|\tau|/\tau_T$, kleiner und umgekehrt. Stromab gelegene Quellen haben also eine größere räumliche Ausdehnung, dafür insgesamt einen geringeren Betrag.

Druckspektren des simulierten Betriebspunktes im Vergleich mit experimentellen Daten [252] an der Mikrofonposition $x = 42.5\text{mm}$, $y = r = 42.5\text{mm}$, $z = h = 20\text{mm}$ sind in Abb. 6.2.13 dargestellt.

In den experimentellen Daten aus Abb. 6.2.13 werden zwei verschiedene Arten der Mischung von Luft und Brennstoff, sowie zwei unterschiedliche akustische Randbedingungen für die Brennkammerwände berücksichtigt. Der Unterschied zwischen technischer (TP) und perfekter Vormischung (PP) besteht im Ort der Eindüsung von Brennstoff in Luft. Im technisch vorgemisch-



(a) Mittelschnitt durch das Quellgebiet mit Kontur der Axialgeschwindigkeit, exemplarischen Stromlinien und Isokonturen akustischer Quellen.

(b) Mittelschnitte durch das Quellgebiet mit integrierter Längen- und Zeitskalenverteilung aus der CFD-RANS Simulation.

Abbildung 6.2.12: Quellfeldgrößen und Isokonturen der instantanen Quellverteilung für den PRECCINSTA Testfall.

ten Fall, welcher in der CFD Simulation abgebildet wurde, wird der Brennstoff auf Höhe der Drallerzeuger-Kanäle zugeführt, wohingegen bei perfekter Vormischung Luft und Brennstoff bereits vor dem Eintritt in das Luftplenum durch eine extern angeordnete Mischeinrichtung zusammengeführt werden.

Aus Abb. 6.2.13 wird ersichtlich, dass die beiden unterschiedlichen Arten der Vormischung (grüne und rote Kurve) sehr ähnliches akustisches Verhalten zur Folge haben, sowohl im Hinblick auf absolute Amplituden als auch Verteilung der Peak-Frequenzen.

Da für den Fall mit technischer Vormischung und schallharten Brennkammerwänden keine Messdaten vorliegen, wird der Fall mit perfekter Vormischung und (schallharten) Metallwänden in der Brennkammer zur Validierung herangezogen, da in der FRPM-CN Simulation schallharte Wände angenommen werden. Üblicherweise werden im Experiment lose gelagerte Glaswände für den optischen Zugang zur Brennkammer verwendet, welche stark frequenzabhängig dämpfend wirken können, wie auch der Vergleich der entsprechenden Spektren in Abb. 6.2.13 zeigt. Der Fall mit schallharten Wänden zeigt besonders niederfrequent und für die thermoakustisch induzierten Peaks deutlich höhere Schalldruckpegel.

Weiterhin ändert sich die Frequenz der Schwingungen hin zu höheren Werten im Fall schallharter Wände. Dies kann im Rahmen dieser Arbeit nicht begründet werden, da sich bei schallharten Wänden und damit anderer Temperaturverteilung zur Wand hin andere Flammenformen, Flammenlagen und Temperaturen und somit unterschiedliche Anregungen der akustischen Prozesse ergeben können. Nichtsdestotrotz können an diesen Schalldruckspektren die Verbrennungslärmvorhersagen besser validiert werden, da die Randbedingungen in der Brennkammer deutlich besser übereinstimmen als für die Messungen mit Glaswänden.

Die experimentell ermittelten Spektren zeigen deutliche Charakteristika: Die Spektren haben jeweils zwei ausgeprägte Peaks, welche einer Helmholtz-Eigenschwingung um 320-400Hz zuge-

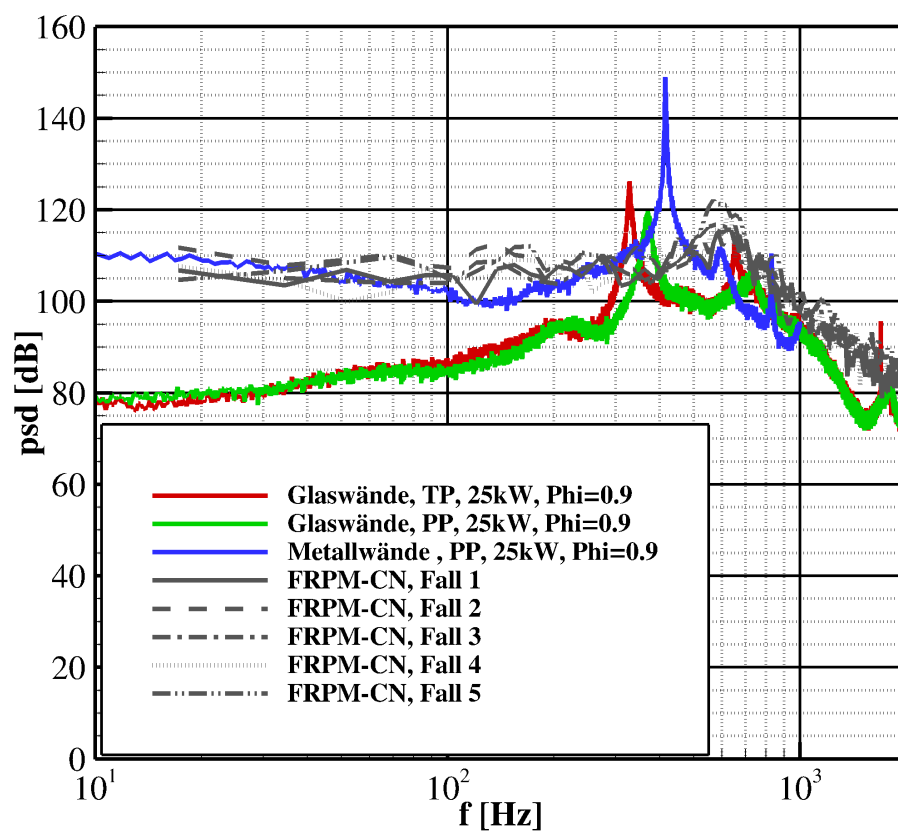


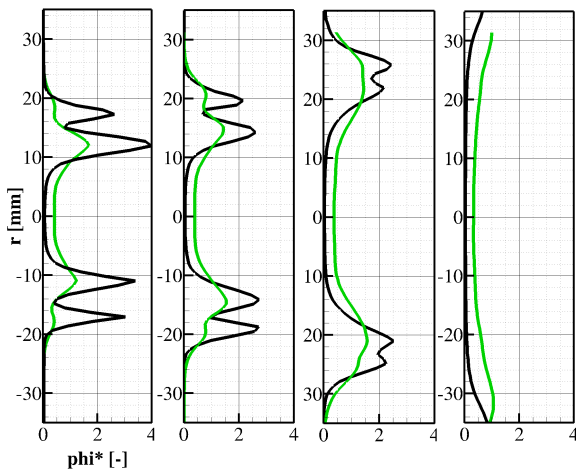
Abbildung 6.2.13: Spektrale Leistungsdichte des Drucksignals in der PRECCINSTA Brennkammer. Vergleich experimenteller Daten [252] und FRPM-CN Parameterstudien nach Tabelle 6.1.

ordnet werden können [252], der zweite Peak ist jeweils die erste Harmonische dieses Phänomens, welche je nach Betriebspunkt bei 650-800Hz liegt.

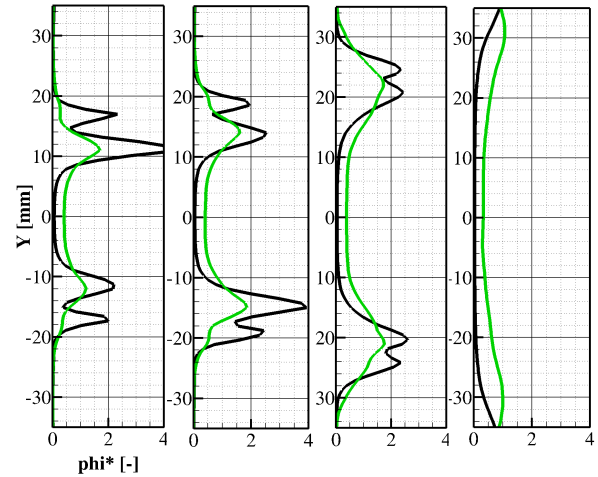
Parametrische Studien mit FRPM-CN für den PRECCINSTA Testfall für Variation der Turbulenzmodellierung (RANS/URANS), der Verwendung unterschiedlicher Reaktionsmechanismen (N5-DLR/WB1) oder einer Variation der Auflösung der Quellfelddiskretisierung zeigen keinen nennenswerten Einfluss auf die Druckspektren. In allen Fällen wird die spektrale Form der Lärmanteile in den experimentellen Spektren, sowie absolute Pegel sehr akkurat wiedergegeben. Im niederfrequenten Bereich ist besonders die Übereinstimmung mit dem Fall schallharter Wände sehr gut. FRPM-CN ist also für den Anwendungsfall nahezu unabhängig von der Verwendung unterschiedlicher Submodelle, auch eine weniger akkurate Abbildung der Konvektionsgeschwindigkeiten in der CFD-RANS ist für die Abbildung der Verbrennungslärm-Spektren ausreichend. Thermoakustische Phänomene, wie die in diesem Fall vorliegende Helmholtz-Schwingung können mit dem hybriden Ansatz jedoch nicht abgebildet werden. Wie in Abschnitt 5.4.3 jedoch gezeigt wurde, können rein akustische Resonanzen mit 3D FRPM-CN sowohl im Hinblick auf Frequenz als auch absolute Amplitude sehr gut erfasst werden.

Die 3D FRPM-CN Rechnungen für den PRECCINSTA-Brenner wurden beispielhaft für den WB1 auf grobem Quellfeldgitter in 4052 CPU-h durchgeführt, der Anteil der CFD-Simulationen daran beträgt 1356 CPU-h. Zum Vergleich mit teilskalenauflösenden Simulationen wird eine Rechnung des Falls $P_{th} = 25.1kW$ und $\Phi = 0.7$ [155] herangezogen. Die Simulation wurde mit dem DLR-inhouse Code THETA bei Nutzung des *Fractional Step* Verfahrens SICS [157] durchgeführt, welches die Behandlung kompressibler Strömungsphänomene im niedrigen Machzahl-Bereich erlaubt und damit auch die Simulation akustischer Phänomene. Detaillierte Untersuchungen und Spezifikationen der Simulation können der Arbeit von Lourier et al. [155] entnommen werden. Dort wurden insgesamt sechs Aufenthaltszeiten in der Brennkammer und damit 60ms auf 256 Kernen in insgesamt 67584 CPU-h auf einem unstrukturierten Gitter mit insgesamt 44M Zellen simuliert. Die für die FRPM-CN Spektren evaluierte Simulationszeit beträgt 0.2s. Bei gleicher Simulationszeit der teilskalenauflösenden Rechnung würde dies insgesamt 225300 CPU-h entsprechen und damit einem Faktor in der Rechenzeiterparnis von ungefähr 50-60.

Abschließend wird die Reproduktionsfähigkeit vorgegebener Quellfeldstatistiken durch 3D FRPM-CN für den Anwendungsfall getestet. Entsprechend Abb. 6.2.10 werden die Übereinstimmung von Vorgabe und Reproduktion der Zielvarianz auf Profillinien sowie die akkurate Modellierung turbulenten Zerfalls auf einer exemplarischen Stromlinie nahe der inneren Scherschicht untersucht. Die Ergebnisse hierzu sind in den Abbildungen 6.2.14 und 6.2.15 dargestellt. Einpunktstatistiken werden für horizontale (Abb. 6.2.14a) und vertikale (Abb. 6.2.14b) Profile mit nahezu identischer Qualität wiedergegeben. Positionen der Spitzenwerte werden in allen Profilebenen sehr gut reproduziert. In den durch 3D FRPM-CN reproduzierten Profilen zeigen sich allerdings im Hinblick auf Absolutwerte Abweichungen. Der Grund hierfür wurde bereits im Rahmen der Verifikationsstudien in Abschnitt 4.4 diskutiert: Wenn die lokale Längenskala im Vergleich zur Varianzprofilbreite zu groß ist, zeigt der rekursive Filter Schwächen bei der akkuraten Abbildung



(a) Lokale Quellvarianz auf horizontalen Profillinien, $z = \text{const.}$.

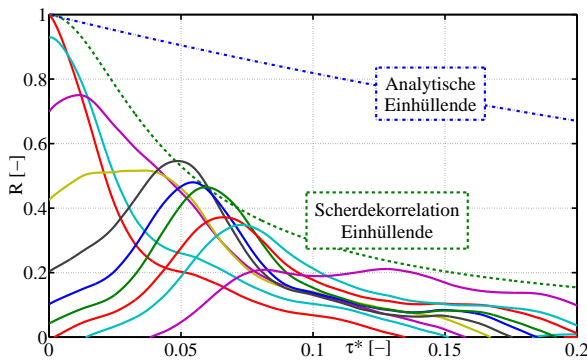


(b) Lokale Quellvarianz auf vertikalen Profillinien, $y = \text{const.}$.

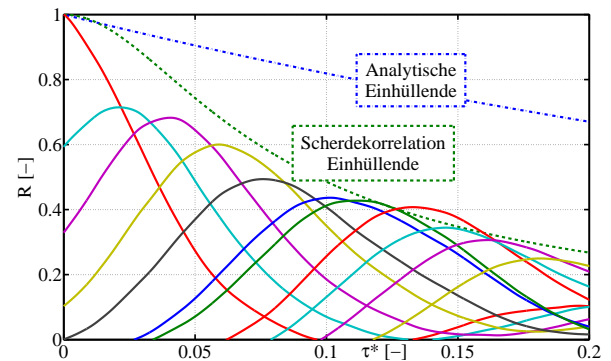
Abbildung 6.2.14: Analyse der 3D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit lokaler Einpunktstatistiken (Varianzen) für den PRECCINSTA-Testfall auf den Profilhöhen $h = 6\text{mm}, 10\text{mm}, 20\text{mm}, 40\text{mm}$. Dimensionslose Darstellung von Gl. (6.2.1). Schwarz: Vorgabe, grün: Reproduktion durch 3D FRPM-CN.

der Absolutwerte der effektiven Quellvarianz. Dieser Trend wurde auch in den Validierungsstudien zur Strahlflamme in Abschnitt 5.3.5 deutlich. Auch hier wurden Profilverformen sehr akkurat wiedergegeben, allerdings Abweichungen in den Absolutwerten festgestellt. Die Filteroperationen zur Ermittlung der akustischen Quellen auf Basis der turbulenten Längenskalen führt dazu, dass die reproduzierten Profile "verschmiert" wiedergegeben werden. Trotz dieser Abweichungen in der Reproduktion lokaler Einpunktstatistiken werden absolute Schalldruckpegel nahezu exakt vorhergesagt.

Bei Evaluierung lokaler Zweipunktstatistiken und damit der Modellierung turbulenten Zerfalls



(a) Kreuzkorrelation, Referenzpunkt $\tau = 0$ nahe des Staupunkts der Flamme.



(b) Kreuzkorrelation, Referenzpunkt $\tau = 0$ stromab.

Abbildung 6.2.15: Analyse der 3D FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit lokaler Zweipunktstatistiken (Korrelationen) entlang einer ausgewählten Stromlinie für den PRECCINSTA Testfall. Untersuchung zweier Referenzpunkte.

entlang einer ausgewählten Stromlinie zeigen sich sehr interessante Zusammenhänge. Untersucht wurden zwei Profilverpositionen mit jeweils zehn stromab-Punkten, auf Höhe des Staupunk-

tes der Drallströmung (Abb. 6.2.15a) und weiter stromab (Abb. 6.2.15b). Die Verwendung des Langevin Modells erster Ordnung wird darin deutlich, dass die Autokorrelation des ersten Punktes einen verhältnismäßig spitzen Abfall beschreibt, was im Rahmen der Modellbeschreibung in Abschnitt 3.2.3 und 3.2.4 durch die Unterschiede in den beiden Langevin-Ansätzen erster und zweiter Ordnung erörtert wurde.

Auffällig ist bei beiden Analysen, dass die analytische Einhüllende der Korrelationsfunktion, Gl. (3.2.11), jeweils untervorhersagt wird. Die Unterschiede liegen darin begründet, dass für das komplexe Strömungsfeld der Effekt der Scherdekoration [51, 75] berücksichtigt werden muss, also der zusätzlich induzierte Zerfall durch Geschwindigkeitsgradienten quer zur Stromlinienrichtung, welche besonders in Nähe der inneren Scherschicht sehr groß sein können. Die Einhüllende, die sich durch Berücksichtigung von Scherdekoration ergibt, kann mit

$$R = \frac{1}{\sqrt{1 + 0.25 (du/dy)^2 \tau^2}} \quad (6.2.3)$$

beschrieben werden [51]. Hierbei ist τ der Zeitverzug, gegen den die Korrelation ausgewertet ist und du/dy der Geschwindigkeitsgradient in Normalenrichtung zur betrachteten Stromlinie. Dieser kann aus CFD-RANS Daten ermittelt werden. Für die Korrelation ausgehend von dem stromauf-Punkt kann eine gute Beschreibung der erreichten Dekoration mit einem größeren mittleren dimensionslosen Geschwindigkeitsgradienten als für die Korrelation des stromab-Punktes.

Die Interpretation dieser beiden Werte liefern die Korrelationskurven in Abb. 6.2.15. Der stromab-Punkt zeigt einen deutlich geringeren Zerfall über der Verzugszeit als der stromauf-Punkt. Erwartungsgemäß sind auch die Geschwindigkeitsgradienten normal zur Stromlinie in der Scherschicht stromauf größer als stromab. Die akustischen Quellen im Anwendungsfall erhalten also einen stärkeren Zerfallsmechanismus, je weiter diese stromauf an der inneren Scherschicht liegen und umgekehrt.

7 Modellierung akustischer Dämpfung

Ein wesentliches Ziel der vorliegenden Arbeit ist die zuverlässige Modellierung direkter Verbrennungslärmquellen mittels eines hybriden, stochastischen Ansatzes. Nachdem in den letzten Kapiteln gezeigt wurde, dass absolute Lärmpegel und spektrale Verteilungen nicht nur in offenen Konfigurationen, sondern auch in bewandeten Systemen akkurat vorhergesagt werden können, besteht der nächste Schritt in der Untersuchung von Lärmreduktions-Maßnahmen, um Lärmreduktion bei technisch relevanten Fragestellungen simulieren und auslegen zu können. Erste experimentelle, sowie numerische Studien, aufbauend auf dem hier vorgestellten FRPM-CN Modell, werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

7.1 Konzeptionelle akustische Impedanz

Akustische Impedanz kann allgemein ausgedrückt werden als das Verhältnis aus akustischem Druck und Schallschnelle,

$$Z(i\omega) = \frac{\hat{p}(i\omega)}{\hat{u}_n(i\omega)}. \quad (7.1.1)$$

Hierbei ist \hat{u}_n die Schnellekomponente normal zur lokal reagierenden Fläche. Diese Definition gilt für einfallende Schallwellen beliebigen Winkels [220]. Mithilfe der Impedanz als Kenngröße in Abhängigkeit von der Frequenz können dämpfende Flächen sehr allgemein beschrieben werden und damit durch eine Vielzahl verschiedener Modelle abgebildet werden [221]. Ziel der Auslegung akustischer Dämpfung ist also die Abbildung eines definierten, frequenzabhängigen Impedanzverlaufs.

Neben der Auswertung der Impedanz können zusätzlich die Größen Absorptions- und Reflexionskoeffizient betrachtet werden, welche über

$$\alpha_Z = 1 - |R_Z|^2 = 1 - \left| \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \right|^2 \quad (7.1.2)$$

in Beziehung stehen [141, 170]. Hierbei ist $Z_0 = \rho_0 c_0$ die Schallkennimpedanz des jeweiligen Mediums. Die Methoden, die im Rahmen dieser Arbeit Anwendung finden, beziehen sich auf Akustik-Simulationen im Zeitbereich. Dementsprechend müssen geeignete numerische Modelle aus einer Zeitbereich-Formulierung der akustischen Impedanz in Gl. (7.1.1) abgeleitet werden. Die Fourier-Rücktransformation von Gl. (7.1.1) in den Zeitbereich resultiert in der Faltungsbeziehung

$$p'(t) = z(t) * u'_n(t). \quad (7.1.3)$$

Von einer periodischen Frequenzantwort von $Z(i\omega)$ [220] folgt dann weiterhin

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} z(\tau) u'_n(t - \tau) d\tau = z_n u'_n(t - T_l), \quad (7.1.4)$$

wobei $(t - T_l)$ die Behandlung in der Vergangenheit liegender Zeitpunkte einschließt.

7.2 Akustische Dämpfung

Prinzipiell existieren zwei Möglichkeiten, Impedanz aufgrund von Dämpfungselementen im Zeitbereich zu modellieren [221]. Eine sehr verbreitete Methode ist hierbei die Formulierung der frequenzabhängigen Impedanz als Multipol-Randbedingung [221], bei der jeder beliebige Impedanzverlauf vorgegeben werden kann [158, 156], ohne dass physikalische Effekte direkt abgebildet werden müssen. Diese Variante hat den Nachteil, dass Impedanzverläufe möglichst exakt und realitätsgetreu vorgegeben werden müssen und damit bereits aus Messungen bekannt sein sollten.

Die zweite Möglichkeit besteht darin, physikalische Effekte beispielsweise aus einfachen Masse-Feder-Dämpfer Analogien abzubilden und damit die Impedanz auf Grundlage weniger Systemparameter festlegen zu können [223, 221]. Diese Variante hat gegenüber der generalisierten Formulierung den Vorteil, dass die Auslegung solcher Dämpfungspaneile meist aufgrund der Fluideigenschaften und der lokalen geometrischen Spezifikationen erfolgen kann und sich daraus automatisch ein charakteristischer Impedanzverlauf ergibt. Der Nachteil dieser Variante besteht darin, dass stabilitätsbedingt sowohl sehr kleine Zeitschritte gewählt werden müssen, als auch Zeitpunkte in der Vergangenheit zur Auswertung des gegenwärtigen Impedanzverhaltens benötigt werden. Dieser Umstand liegt darin begründet, dass bei Reflektion der Schallwellen an möglichen Rückwänden ein geometrisch induzierter Phasenversatz entsteht [221]. Gerade in grundlagenorientierten Untersuchungen kann es aber von entscheidendem Vorteil sein, die physikalischen Mechanismen, welche zur Ausprägung von Impedanz führen, wenigstens vereinfacht abzubilden, um ein tieferes Verständnis von Dämpfungsmechanismen erhalten zu können. Im Rahmen der hier durchgeführten Untersuchungen zur akustischen Dämpfung wird daher ein physikalisch motiviertes Dämpfungsmodell verwendet.

Wie bereits mit Gl. (7.1.1) eingeführt wurde, hat Impedanz komplexwertige Eigenschaften. Demnach kann die frequenzabhängige Impedanz auch ganz allgemein beschrieben werden als

$$Z(\omega) = X(\omega) + iY(\omega). \quad (7.2.1)$$

Der Realteil von Z , X , ist die Resistenz, wohingegen der Imaginärteil Y als Reaktanz bezeichnet wird [13]. Reaktanz wiederum lässt sich untergliedern in akustische Kapazität und Induktanz. Akustische Resistenz beschreibt den Energietransfer zwischen der akustischen Welle und ihrer Umgebung, hauptsächlich durch den Umsatz von Wärme. Der komplexwertige Anteil, die akustische Reaktanz, umfasst alle Phänomene die mit Impulsaustausch und Elastizität zusammenhängen. Dabei beschreibt die Kapazität den Anteil der Reaktanz, bei dem das umgebende

Medium der Wellenbewegung entgegenwirkt. Akustische Induktanz bezieht sich im Wesentlichen auf die Trägheit der Masse, welche auch bei linearisierten Phänomenen zum Tragen kommt. Auf Grundlage der soeben beschriebenen Phänomenologie wird das im Rahmen der Untersuchungen zur Dämpfung verwendete Resonator-Modell im Folgenden beschrieben.

7.3 Das *Extended Helmholtz Resonator* (EHR) Modell

Das für die numerischen Untersuchungen gewählte *Extended Helmholtz Resonator* (EHR) Modell wurde von Rienstra [223] vorgestellt und wird in der Variante, wie bei Richter et al. [222, 220] beschrieben, als Hochfrequenz-Erweiterung eines klassischen Helmholtz-Resonator Modells verwendet. Kombiniert wird 2D FRPM-CN mit einer Implementierung in den PIANO Code nach Bassetti et al. [12, 11].

Allgemein kann der frequenzabhängige Impedanzverlauf eines mechanischem Masse-Feder-

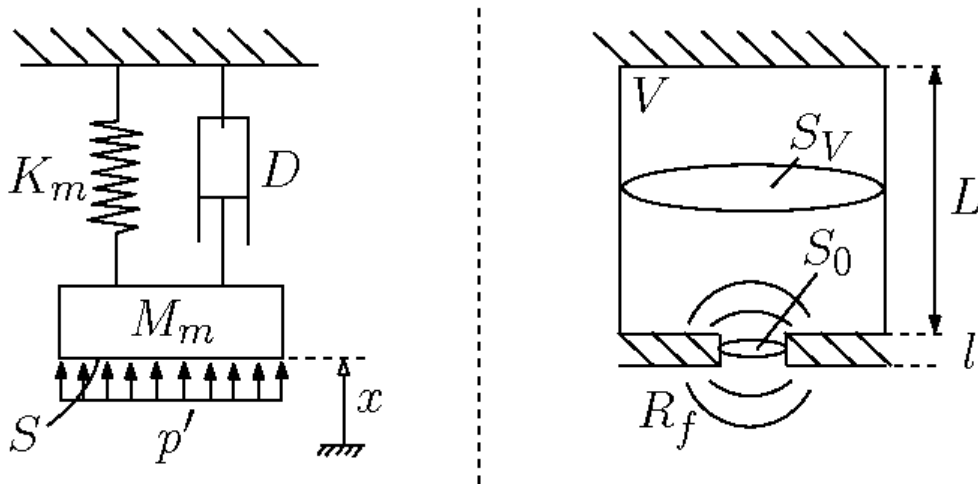


Abbildung 7.3.1: Mechanisches Feder-Masse-Dämpfer Analogon (links) und schematischer Helmholtz-Resonator (rechts) [220].

Dämpfer Elements, wie in Abb. 7.3.1 links gezeigt, ausgedrückt werden als [220]

$$Z(i\omega) = \frac{\hat{p}}{\hat{u}_n} = i\omega m_m + d + \frac{k_m}{i\omega}, \quad (7.3.1)$$

wobei m_m , k_m und d die auf die Fläche bezogenen Größen für die Elementmasse M_m , die Federkonstante K_m und die Dämpfung D in Abb. 7.3.1 links sind. Der komplexwertige Ansatz in Gl. (7.3.1) stammt hierbei aus der Harmonisierung von Druck und räumlicher Beschleunigung nach $p' = \hat{p}e^{i\omega t}$ und $u'_n = \hat{u}_n e^{i\omega t}$.

Ein fluiddynamisches Äquivalent zum mechanischen System in (7.3.1) ist das sogenannte Helmholtz-Resonator Modell. Herleitung und theoretischer Hintergrund hierzu können beispielsweise Ehrenfried [68] entnommen werden [220]. Der Impedanzverlauf hierzu lautet ganz allgemein

$$Z_{\text{HR}}(i\omega) = i\omega\rho_0 L + R_f + \frac{1}{i\omega} \frac{S_0\rho_0 c^2}{V}. \quad (7.3.2)$$

Die entsprechenden geometrischen Größen sind analog zu Abb. 7.3.1 rechts bezeichnet. R_f bezeichnet hierbei allgemein die Dämpfungsanteile durch Reibung. S_0 ist die Loch-Querschnittsfläche des Resonatorhalses, L die Tiefe des Resonators, V das Volumen in der Kavität und ρ_0 die Dichte des Fluids im Resonator. Die Beziehung zum mechanischen System kann hierbei über

$$m_m = \rho_0 L \quad \text{und} \quad k_m = \frac{S_0 \rho_0 c^2}{V} \quad (7.3.3)$$

hergestellt werden. Die Resonanzfrequenz des Systems bestimmt sich aus

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k_m}{m_m}} = \sqrt{\frac{c^2 S_0}{V L}}. \quad (7.3.4)$$

In der Praxis werden zur Schalldämpfung meist Panele oder Arrays mehrerer, parallel geschalteter Helmholtz-Resonatoren verwendet. Die Auslegung solcher Panele [94] verwendet nun statt der offenen Resonatorfläche das Verhältnis aus Wirk- zu Gesamtfläche, die sogenannte Porosität $\sigma = S_0/S$. S ist die Gesamtfläche der Resonator-Rückwand. Resonanzfrequenz, Masse und Federkonstante bestimmen sich dann zu

$$m_m = \frac{\rho_0 L}{\sigma} \quad \text{und} \quad k_m = \frac{S \rho_0 c^2}{V} \quad \text{und} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{\sigma S c^2}{V L}}. \quad (7.3.5)$$

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Modell zur Abbildung akustischer Dämpfungspanele ist das Extended Helmholtz Resonator Modell, welches von Rienstra [223] vorgestellt und bei Richter [220] ausführlich behandelt wird. Die numerischen Simulationen mit 2D FRPM-CN beinhalten eine Implementierung des EHR-Modells in den PIANO Code nach Bassetti et al. [12, 11]. Der Impedanzverlauf des EHR-Modells lautet allgemein im Frequenzbereich

$$Z_{\text{EHR}} = R_f + i\omega m_f - i\beta \cot\left(\frac{\omega T_l}{2} - i\frac{\epsilon}{2}\right). \quad (7.3.6)$$

Das EHR Modell wurde auf Grundlage physikalischer Prinzipien abgeleitet. R_f ist die reellwertige Resistenz der Frontplatte, also die Beschreibung visko-thermalen und wirbelinduzierter Effekte. m_f symbolisiert die Reaktanz, also die Massenträgheit in Resonatorhals und Resonatorhohlraum. β ist ein weiterer Reaktanzparameter im Hohlraum. T_l beschreibt einen Zeitverzug, der durch die Panel-Geometrie zustande kommt und bedeutet im Wesentlichen die Abstraktion des dynamischen Verhaltens des Schalls auf seinem Weg durch den Resonator. ϵ ist die Dämpfung, die das Fluid im Hohlraum erfährt und kann somit auch als Hohlraum-Resistenz bezeichnet werden.

Da der PIANO Code im Zeitbereich simuliert, ist eine Zeitbereich-Formulierung implementiert, die sich unter Anderem mit Gl. (7.1.3) bestimmen lässt und ergibt sich vereinfacht zu

$$\begin{aligned} p'(t) - e^{-\epsilon}(t - T_l) &= (R_f + \beta)u'_n(t) - (R_f - \beta)e^{-\epsilon} \cdot u'_n(t - T_l) + \\ &+ m_f \left(\frac{\partial u'_n(t)}{\partial t} - e^{-\epsilon} \frac{\partial u'_n(t)}{\partial t} (t - T_l) \right). \end{aligned} \quad (7.3.7)$$

Die numerische Auslegung des Modells mit den Parametern $R_f, m_f, \beta, T_l, \epsilon$ wird in Abschnitt 7.5 beschrieben.

7.4 Liner-Experiment

Grundsätzlich werden bei der Modellierung akustischer Impedanz von Liner-Elementen in Form von Lochblenden zwei Regimes unterschieden, je nachdem, ob die entsprechenden Dämpfungselemente durchströmt werden oder nicht [13]. Die hier durchgeführten theoretischen, numerischen und experimentellen Studien beschränken sich auf Liner-Panele ohne Durchströmung oder die Berücksichtigung von Überströmung. Als Testfall für die Validierung von Verbrennungslärm mit Bewandung wurden in Abschnitt 5.4 die eingeschlossenen DLR-A und -B Strahlflammen vorgestellt. Deren Ummantelung wird nun für die experimentellen und numerischen Liner-Tests durch Panele von Helmholtz Resonatoren ersetzt. Im Folgenden wird die experimentelle Auslegung mithilfe von theoretischen Methoden aus der Bauakustik [162, 95, 94, 96, 24] erläutert.

7.4.1 Liner-Auslegung

Mit dem in Abschnitt 7.3 vorgestellten resonatorbasierten Dämpfungsmodell werden Arrays von Dämpfungselementen simuliert. Aufgrund der Analogie zum mechanischen Feder-Masse-Dämpfer System wird der Impedanzverlauf frequenzabhängig als Funktion verschiedener geometrischer und materieller Eigenschaften modelliert. Dementsprechend können je nach Auslegung der Linerabmaße verschiedene Impedanzverläufe realisiert werden. Diese Helmholtz-Resonatoren sind besonders dann effektiv, wenn charakteristische bzw. dominante Moden gedämpft werden sollen. Die Auslegung der Liner-Panele in der vorliegenden Arbeit wird mithilfe von Methoden aus der Bauakustik vorgenommen, wobei die Annahme gilt, dass die Wellen auf eine ebene Wand treffen, was zu der Limitierung führt, dass geringe Abstände zwischen Lochblech und Resonatorrückwand gewählt werden. Weiterhin werden die Effekte von Lochdurchströmung und seitlicher Überströmung der Linerpanele nicht betrachtet.

In Abb. 7.4.1 sind der schematische Liner-Aufbau sowie die Auslegungspunkte der Dämpfung, basierend auf dem Referenzspektrum der DLR-A Flamme an der Mikrofonposition $y/D = 3.75$ dargestellt. Die Mikrofonpositionen der Liner-Konfiguration sowie der Innendurchmesser des Lochblechs sind analog zur eingeschlossenen Strahlflammenkonfiguration aus Abschnitt 5.4 gewählt. Gedämpft werden soll zum einen die longitudinale Schwingung, welche sich bei ca. $f_1 = 260$ Hz befindet, sowie die stärkste Transversalschwingung, bei ca. $f_2 = 1600$ Hz. Die Impedanzverläufe des Liners werden mit der Beziehung [24, 162]

$$Z_{\text{Liner}} = R + i\omega m + \frac{\rho c^2}{i\omega d} \quad (7.4.1)$$

ausgelegt. Für die Masse in der Öffnung als auch den Strömungswiderstand werden hierbei die Öffnungskorrekturen

$$R = R_0 + 2\Delta R \quad \text{und} \quad m = \frac{\rho}{\sigma}(l_0 + 2\Delta l) \quad (7.4.2)$$

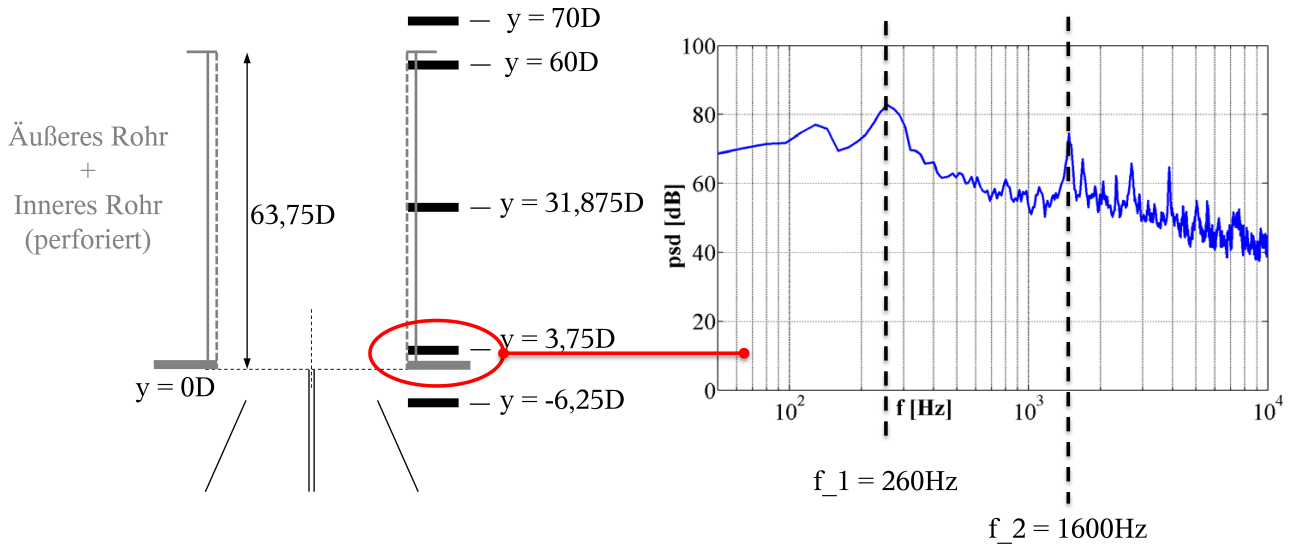


Abbildung 7.4.1: Eingeschlossene Strahlflammenkonfiguration mit Liner-Wänden (links) und Auslegungspunkte der maximalen Dämpfung (rechts).

berücksichtigt. Das Flächenverhältnis des Liners aus Wirkfläche zu Gesamtfläche bestimmt sich aus $\sigma = \pi a^2/d^2$. Wechselwirkungen der einzelnen Resonatorelemente werden vernachlässigt und es gilt vereinfachend die Annahme, dass ein gleichwertiger Volumenanteil hinter der Lochplatte zu jedem Resonatorelement zugeordnet werden kann, wie in Abb. 7.4.2 skizziert ist. Für die

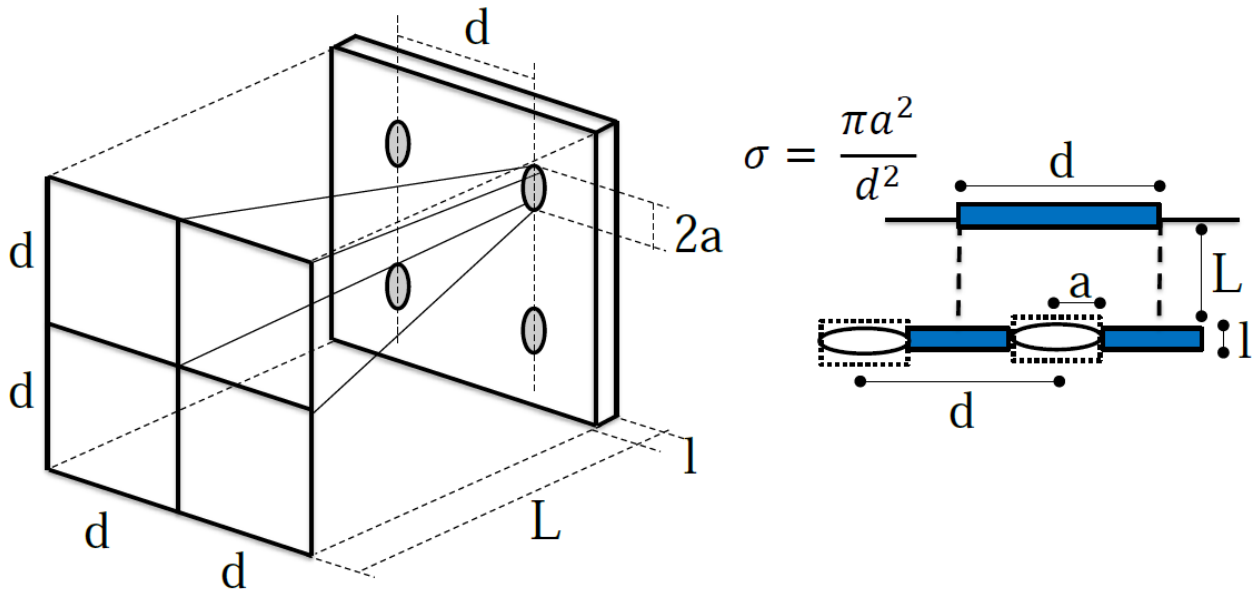


Abbildung 7.4.2: Schematischer Aufbau des Helmholtz-Liner Arrays und Flächenverhältnis der Lochplatte [24].

Mündungskorrektur der schwingenden Masse im Resonatorhals wird über die Beziehung [117, 24]

$$\Delta l = 0.8a(1 - 1.4\sqrt{\sigma}) \quad (7.4.3)$$

die gegenseitige Beeinflussung der Löcher berücksichtigt, die im Bereich $\sigma \leq 0.2$ gilt. Der Strömungswiderstand aus Gl. (7.4.2) beinhaltet einen Anteil für den viskosen Widerstand im Resonatorhals R_0 und den viskosen Widerstand an Lochkanten und durch Luftbewegung $2\Delta R$ ausserhalb des Halses [24]. Ob es sich aus Sicht der viskosen Dämpfung um eine enge oder weite Mündungsöffnung handelt, wird anhand einer sogenannten Zähigkeitswellenlänge [24] $\lambda_\eta = 0.0137/\sqrt{f}[m]$ bewertet. Das Kriterium wird explizit für jede Frequenz angewandt. Oberhalb des Schwellenwerts $a \geq 0.63\lambda_\eta$ handelt es sich um ein weites Rohr, es gilt

$$R_{0,W} = 0.53 \cdot 10^{-2} \frac{d^2 l}{a^3} \sqrt{f} \left[\frac{Ns}{m^3} \right]. \quad (7.4.4)$$

Unterhalb des Schwellenwerts handelt es sich um ein enges Rohr und die Relation

$$R_{0,N} = 0.46 \cdot 10^{-4} \frac{d^2 l}{a^4} \left[\frac{Ns}{m^3} \right] \quad (7.4.5)$$

findet Anwendung. Für die Mündungskorrektur ergibt sich in beiden Fällen

$$2\Delta R = 1.05 \cdot 10^{-2} \frac{d^2}{a^2} \sqrt{f} \left[\frac{Ns}{m^3} \right]. \quad (7.4.6)$$

Um zunächst die Plausibilität des Auslegungstools zu testen, werden ausgehend von einem Auslegungspunkt der Resonanzfrequenz $f_2 = 1600Hz$ bei $T = 35^\circ C$ mit den geometrischen Spezifikationen $a = 0.0005m, d = 0.006m, L = 0.01m, l = 0.002m, \sigma = 0.02$ die relevanten Geometrieparameter variiert und die Ergebnisse anhand von Abb. 7.4.3 bewertet. Erwartungsgemäß nimmt die Stärke der Dämpfung mit zunehmender Lochgröße (Abb. 7.4.3a) ab, da der viskose Strömungswiderstand im Resonatorhals geringer wird. Laut Gl. (7.4.3) nimmt die wechselseitige Beeinflussung der Löcher bei zunehmender Lochgröße zu und die effektive Luftmasse im Hals ab. Für die Resonanzfrequenz gilt die Proportionalität [24]

$$f_0 \sim \frac{const.}{\sqrt{d \cdot m}} \quad (7.4.7)$$

und somit verschiebt sich mit größerem Lochdurchmesser auch die maximale Dämpfung zu höheren Frequenzen. Gleiches gilt für die Variation des Lochabstands d in Abb. 7.4.3b. Bei Erhöhung des Resonatorvolumens über den Abstand Lochplatte-Rückwand werden niedrigere Frequenzen effektiver gedämpft, da sich das Volumen der als Feder wirkenden Luftmasse im Resonatorraum vergrößert. Mit größerem Abstand L nimmt das Resonatorvolumen zu und die Federsteife

$$s = \rho c^2 \frac{S}{V} = \rho c^2 \frac{S}{Ld^2} \quad (7.4.8)$$

ab, somit werden Amplituden bei geringerem Volumen effektiver gedämpft (Abb. 7.4.3c). Mit größerer Plattendicke l wird wiederum der Einfluss der Halsviskosität größer und Amplituden werden effektiver gedämpft. Eine Erhöhung der Plattendicke bedeutet außerdem eine größere

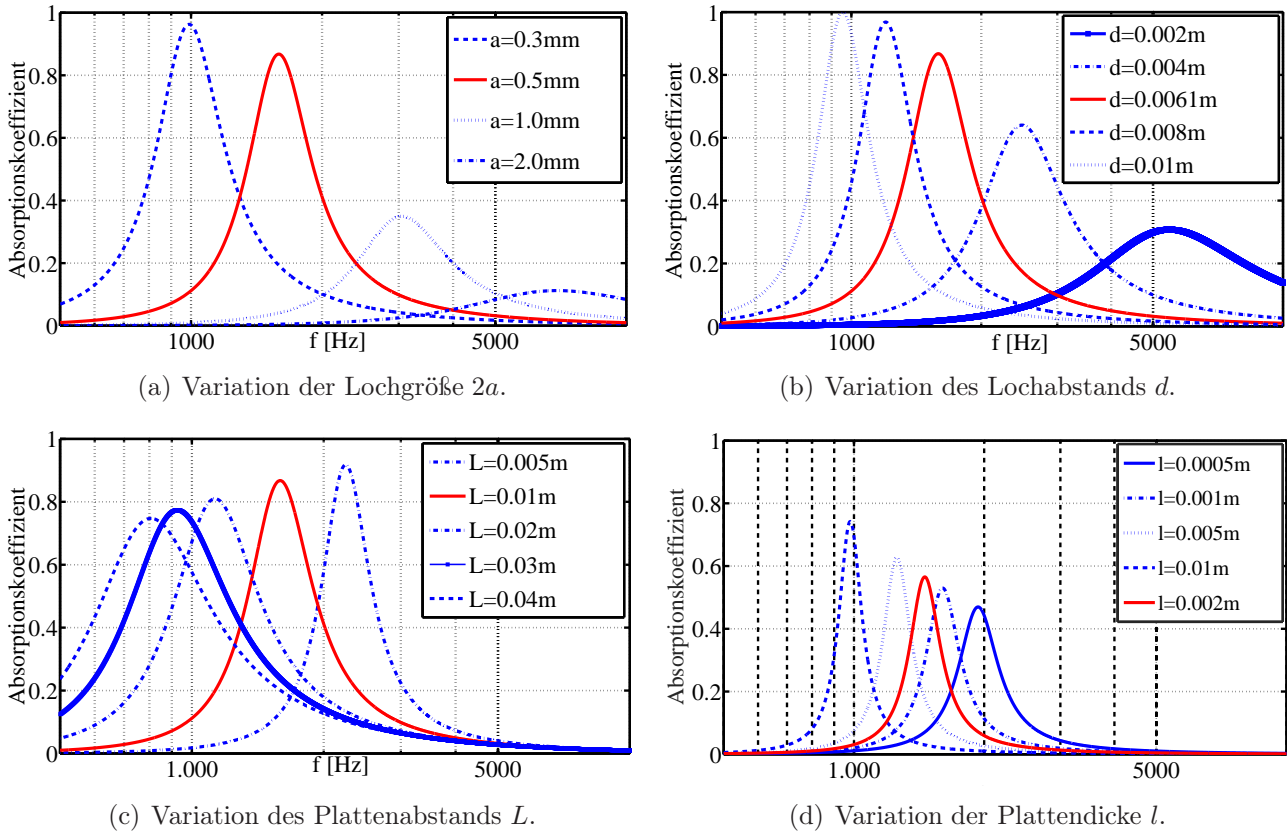


Abbildung 7.4.3: Parametervariation geometrischer Einflussgrößen auf den frequenzabhängigen Absorptionskoeffizienten, Auslegungspunkt $f_2 = 1600\text{Hz}$.

Masse im Resonatorhals, gemäß Gl. (7.4.7) verringert sich damit die Resonanzfrequenz.

Da für die Linerpaneele auf kommerziell verfügbare Lochplatten zurückgegriffen werden muss, sind die Parameter der Lochstärke, Lochabstand und Plattendicke stark limitiert. Beispielsweise kann aus Fertigungsgründen keine zu große Wanddicke gewählt werden und für Lochabstand und Lochgröße gilt, dass nur bestimmte Konfigurationen verfügbar sind. Der Parameter, der zur Bestimmung der Resonanzfrequenz wesentlich variiert werden kann, ist demnach der Plattenabstand L . Dieser wieder ist durch die Annahme ebener Liner-Konfigurationen ebenfalls nach oben hin begrenzt.

Die für die experimentelle Auslegung gewählten Parameter $L = 0.0065\text{m}$, $l = 0.002\text{m}$, $a = 0.00225\text{m}$, $d = 0.025\text{m}$ und $\sigma = 0.03$ sind in Abb. 7.4.4 grafisch dargestellt. Diese führen auf den in Abb. 7.4.5 gezeigten Dämpfungsverlauf (Konfiguration Liner). In Abb. 7.4.3c wurde gezeigt, dass eine Vergrößerung des Plattenabstandes zu einer Dämpfung niedrigerer Frequenzen führt. Daher wird für den Auslegungspunkt $f_1 = 260\text{Hz}$ für die Dämpfung der Longitudinalschwingung der Grenzfall eines Liners ohne Rückwand betrachtet (Konfiguration Lochblech).

7.4.2 Experimenteller Aufbau

Der Aufbau des Dämpfungsexperiments auf Basis der eingeschlossenen DLR Strahlflammen ist in Abb. 7.4.6 dargestellt. Untersucht werden die Konfigurationen Vollzylinder, Liner und Lochblech (Liner ohne Rückwand). Der Abstand im Liner zur Rückwand wird mittels Stellschrauben

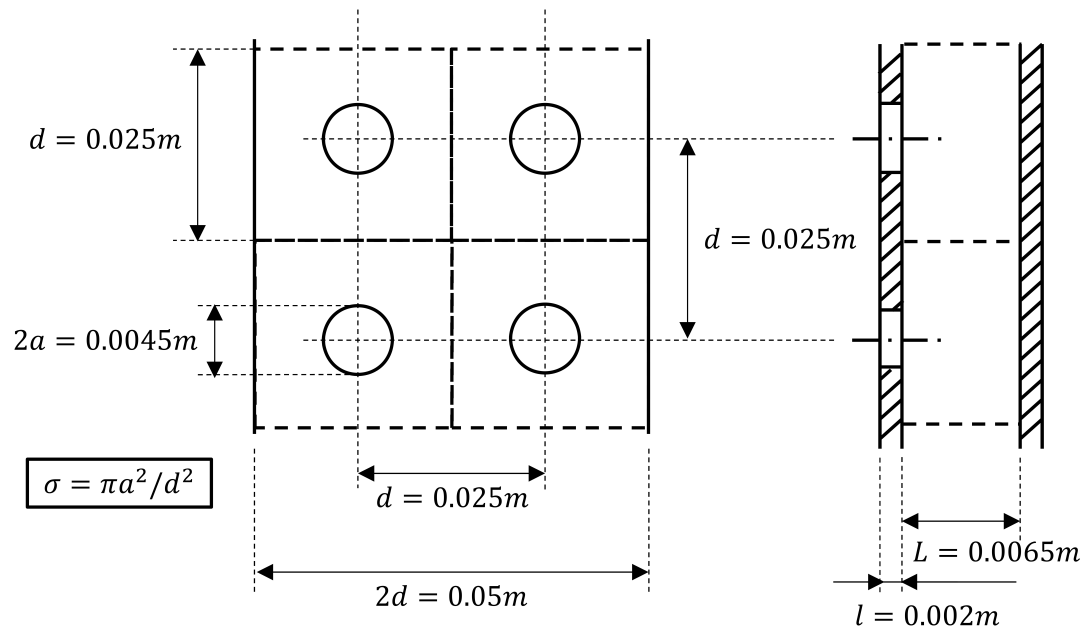


Abbildung 7.4.4: Geometrische Spezifikationen der Liner-Konfiguration des Dämpfungsexperiments.

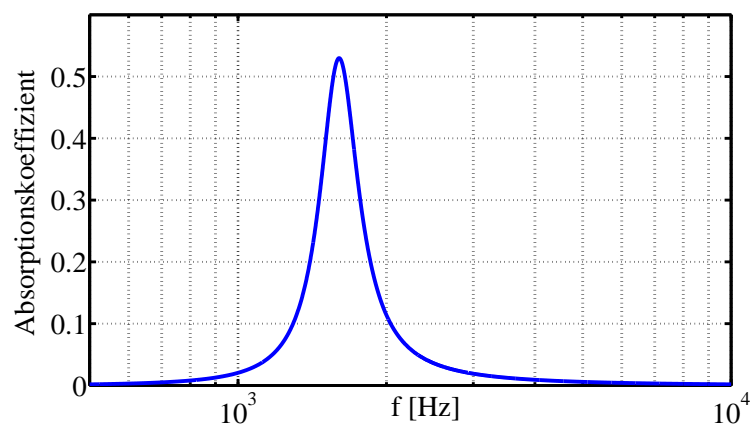


Abbildung 7.4.5: Nach Gl. (7.4.1) experimentell realisierter Dämpfungsverlauf für den Auslegungspunkt $f_2 = 1600 \text{ Hz}$ [252].

konstant gehalten. Konstruktiv werden die geometrischen Spezifikationen $L = 0.0065m$, $l = 0.002m$, $a = 0.00225m$, $d = 0.025m$ und $\sigma = 0.03$ realisiert, bei gerader und runder Belochung des Liners. Die Mikrofone werden an den Positionen gemäß Abb. 7.4.1 bündig zur Liner-Oberfläche befestigt und die Abmaße des inneren Rohres entsprechen in allen drei Konfigurationen denen der eingeschlossenen Strahlflamme, welche unter den vorliegenden Messbedingungen als Konfiguration "Vollzylinder" neu vermessen werden. Alle gemessenen Konfigurationen sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt.



Abbildung 7.4.6: Experimenteller Aufbau zur akustischen Dämpfung.

Tabelle 7.1: Untersuchte Konfigurationen im Dämpfungsexperiment.

Flamme	Konfiguration	mit Coflow	ohne Coflow
DLR-A	Vollzylinder	x	x
	Liner	x	x
	Lochblech	x	x
DLR-B	Vollzylinder	x	x
	Liner	x	x
	Lochblech	x	x

Die Messungen werden unter atmosphärischen Bedingungen bei $p_{\infty} = 957.7hPa$ durchgeführt. Druckzeitreihen werden mit einer Samplingrate von 200kHz aufgezeichnet und für die Evaluation der Druckspektren werden Zeitreihen von 60s prozessiert und das Schmalbandspektrum

wird für $\Delta f = 1Hz$ ausgewertet. Die eingestellten Massenströme sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst.

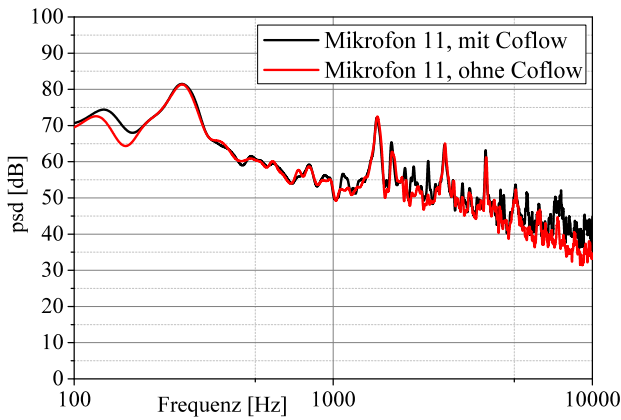
Tabelle 7.2: Massenströme im Dämpfungsexperiment.

Flamme	Medium	Massenstrom
DLR-A	CH ₄	18.02g/min
	H ₂	3.4g/min
	N ₂	63.65g/min
	Luft, Coflow	320.64g/min
DLR-B	CH ₄	27.03g/min
	H ₂	5.1g/min
	N ₂	95.5g/min
	Luft, Coflow	320.64g/min

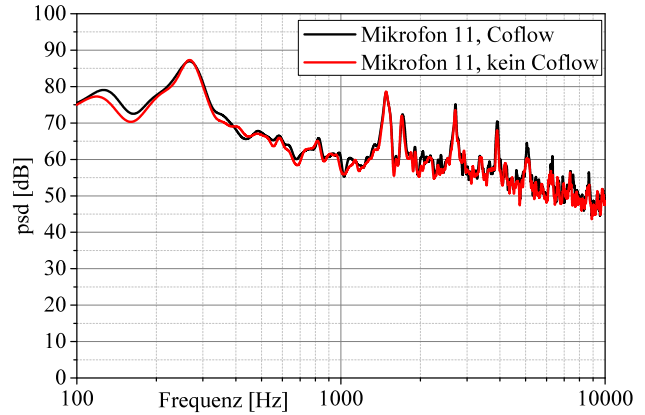
7.4.3 Experimentelle Ergebnisse

Gezeigt und analysiert werden im Folgenden nur Spektren an der Referenzposition $y = 3.75$ (#11) für die DLR-A und -B Flamme, welche qualitativ mit denen an anderen Mikrofonpositionen übereinstimmen. Zunächst wird in Abb. 7.4.7a und 7.4.7b der Einfluss der Mantelströmung ("Coflow") auf die Druckspektren am Hüllrohr für die DLR-A und -B Flamme untersucht. Der Mantelstrom induziert besonders für die DLR-A Flamme hochfrequent zusätzliche Lärmpegel, wie in Abb. 7.4.7a gezeigt ist. Für die DLR-B Flamme mit deutlich höheren Jet-Geschwindigkeiten lässt sich an der Referenzposition kein signifikanter Unterschied feststellen. In Abb. 7.4.7c und 7.4.7d sind die Spektren für den Auslegungspunkt f_2 der beiden Flammen gezeigt. Der Auslegungspunkt aus Abschnitt 7.4.1 wird in den Druckspektren des Experiments gut realisiert, der Peak der ersten Transversalschwingung bei $f \approx 1600Hz$ wird fast vollständig gedämpft.

Ähnlich verhält es sich mit der Annahme, dass mit sehr großem Abstand von Liner zu Rückwand die Dämpfung deutlich niederfrequenter wirkt. Dies ist in den Spektren in Abb. 7.4.7e und 7.4.7f dargestellt. Für die Lochblechkonfiguration wird die sich im Hüllrohr stabilisierende Longitudinalschwingung komplett gedämpft, es stellen sich Lärmpegel ähnlich zu dem Verlauf der offenen Strahlflammenkonfiguration ein. Für den Fall Lochblech wird außerdem die Druckschwankung bei $f = 1600Hz$ ebenfalls gedämpft, allerdings weniger stark als für den Betriebsfall Liner.



(a) DLR-A Flamme, Einfluss Coflow.



(b) DLR-B Flamme, Einfluss Coflow.

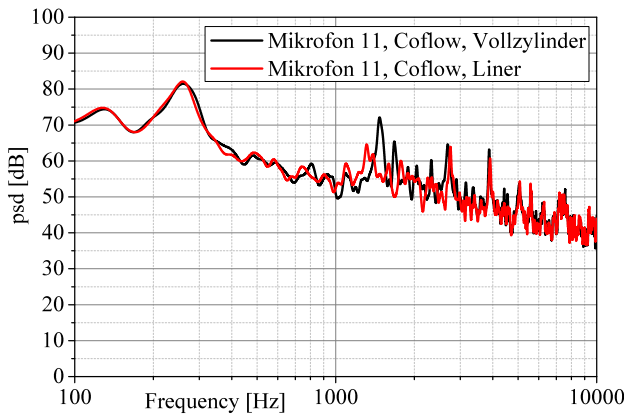
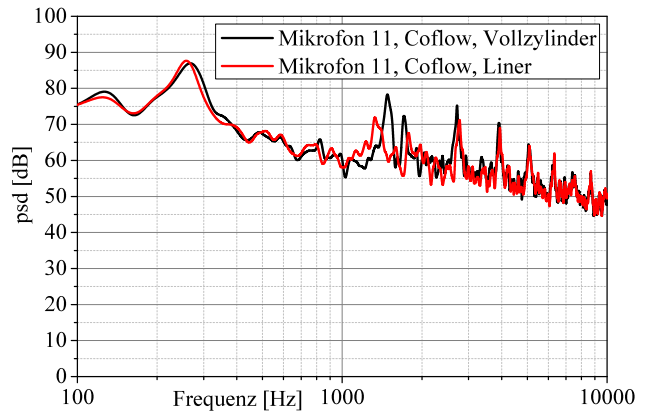
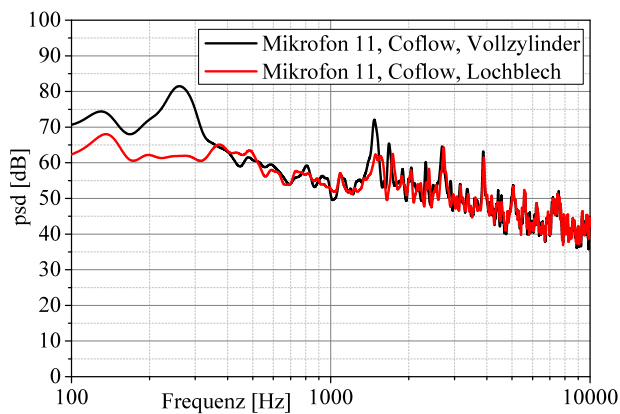
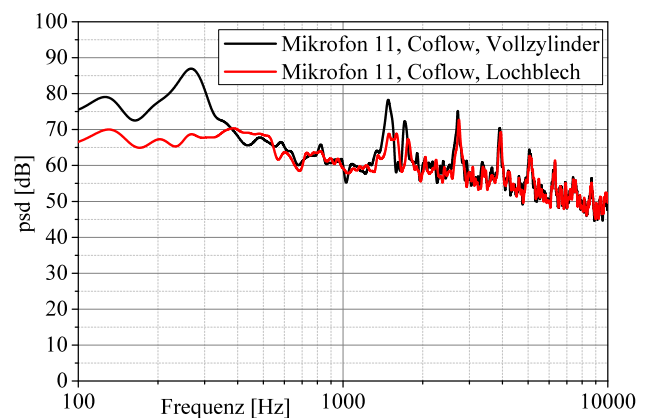
(c) DLR-A Flamme, Auslegungspunkt $f_2 = 1600Hz$.(d) DLR-B Flamme, Auslegungspunkt $f_2 = 1600Hz$.(e) DLR-A Flamme, Auslegungspunkt $f_2 = 260Hz$.(f) DLR-B Flamme, Auslegungspunkt $f_2 = 260Hz$.

Abbildung 7.4.7: Druckspektren des Dämpfungsexperiments, Referenzmikrofon $y = 3.75$ (#11), Vergleich für die DLR-A und -B Flamme.

7.5 Numerische Untersuchungen

Die experimentellen Ergebnisse aus dem vorherigen Abschnitt werden nun zur Beurteilung der Vorhersagequalität des Extended Helmholtz Resonator Modells in PIANO verwendet. Hierfür werden die Modellparameter, welche in Abschnitt 7.3 bereits eingeführt wurden, nochmals diskutiert und mithilfe entsprechender Auslegungsformeln bestimmt. Anschließend werden die numerischen Ergebnisse mit 2D FRPM-CN mit den experimentell ermittelten Druckspektren verglichen.

7.5.1 Auslegung

Die Auslegung der 2D FRPM-CN Rechnungen zur Strahlflammenkonfiguration sind identisch sowohl für die Quellfeld- als auch die Schallmodellierung zu dem in Abschnitt 5.3.3 vorgestellten Setup. Ausgelegt werden muss im Folgenden also das Breitband-Impedanzmodell auf Grundlage des in Abschnitt 7.3 eingeführten Impedanzverlaufs und der dazugehörigen Modellparameter. Das Extended Helmholtz Resonator Modell benötigt fünf Eingangsgrößen, von denen drei aus geometrischen Beziehungen bestimmt werden können. Allgemein gelten die folgenden Bedingungen [35, 220], innerhalb derer die Modellparameter realistisch sind,

$$R_f \geq 0, \quad (7.5.1)$$

$$m_f \geq 0, \quad (7.5.2)$$

$$T_l \geq 0, \quad (7.5.3)$$

$$\beta \geq 0, \quad (7.5.4)$$

$$\epsilon \geq 0. \quad (7.5.5)$$

Eine erste Abschätzung der EHR-Modellparameter erfolgt gemäß [220]

$$T_l = \frac{2}{f_0}, \quad (7.5.6)$$

$$\beta = \frac{c\sigma T_l}{L} \frac{1}{2}, \quad (7.5.7)$$

$$m_f = \frac{L}{\sigma}(1 + 2\Delta l) - \frac{c^2\sigma T_l^2}{L} \frac{1}{12} \quad (7.5.8)$$

und weiterhin gilt

$$\frac{S}{V} = \frac{1}{c} \frac{2\beta T_l}{T_l^2 + \frac{\epsilon^2}{\omega^2}}. \quad (7.5.9)$$

Hierbei ist c die lokale Schallgeschwindigkeit. Der Parameter ϵ wird empirisch bestimmt, wobei die Kausalitätsbedingung $\epsilon \geq 0$ gelten muss. Zur Vorauslegung kann außerdem die Beziehung

$$\frac{L}{\sigma} = m_f + c \frac{\beta T_l}{6} \quad (7.5.10)$$

herangezogen werden. R_f wird über die Gl. (7.4.2) abgeschätzt. Durch die Verwendung des eben vorgestellten Gleichungssatzes zur Parameterauslegung des EHR-Modells kann es zu Inkonsistenzen im Hinblick auf die Kausalitätsbedingungen kommen. Um die Sensitivität der verschiedenen Input-Parameter auf die Stabilität der Rechnung und Amplitude und Form der Druckspektren zu untersuchen, werden mit 2D FRPM-CN die in Tabelle 7.3 aufgelisteten Parametersätze in insgesamt 48 Rechenläufen getestet und die jeweils beste Übereinstimmung mit den experimentellen Spektren als Referenzrechnung ausgewählt. Zeitschrittweite und Länge der ausgewerteten Zeitreihen entsprechen denen der 2D FRPM-CN Simulationen der offenen Strahlflammen, also $\Delta t = 3.5 \cdot 10^{-4}[-]$ und $t = 0.2s$. Weiterhin gelten für die FRPM-CN Modellparameter die in Abschnitt 5.2.4 hergeleiteten Werte. Das Quellfeld ist zu den offenen Strahlflammen-Konfigurationen identisch. Das CCA-Rechenfeld besteht aus 216K Elementen mit 222K Punkten und löst Frequenzen bis 10.5kHz direkt auf.

Tabelle 7.3: Parametrische Untersuchung der EHR-Modellparameter mit 2D FRPM-CN. Darstellung in dimensionsloser Form.

f_0	EHR	Referenz	# 1-5	# 6-10	# 11-15	# 16-20	# 21-24
260Hz	R_f	0.00508	0.00254	0.0013	0.0102	0.0203	0.0406
	m_f	0.084	0.042	0.021	0.168	0.336	0.672
	T_l	0.6767	0.338	0.169	1.353	2.71	5.41
	β	0.01	0	0.02	0.1	0.3	0.5
	ϵ	0	0.1	0.2	0.3	0.4	
f_0	EHR	Referenz	# 25-29	# 30-34	# 35-39	# 40-44	# 45-48
1600Hz	R_f	0.0124	0.0062	0.0031	0.0248	0.0496	0.0992
	m_f	0.085	0.0425	0.0212	0.17	0.34	0.68
	T_l	0.1135	0.0568	0.0284	0.227	0.454	0.91
	β	0.206	0	0.02	0.1	0.3	0.5
	ϵ	0.2	0.1	0	0.3	0.4	

Tabelle 7.3 ist hierbei so zu lesen, dass ausgehend von einem geschätzten Referenzparametersatz pro Eintrag jeweils nur die jeweilige Komponente variiert wird und sich somit insgesamt 48 Rechenläufe ergeben. Rechenlauf #1 bedeutet also eine Halbierung von R_f und dass die sonstigen EHR-Konstanten gemäß der Referenz gesetzt werden, um gezielt die Variation einzelner Parameter testen zu können.

7.5.2 2D FRPM-CN Ergebnisse

In den Abbildungen 7.5.1 und 7.5.2 sind die Parametervariationen des EHR-Modells und deren Auswirkungen auf die Druckspektren an der Mikrofonposition #11 für die DLR-A Konfiguration dargestellt. Zum Vergleich werden diese jeweils der 2D FRPM-CN Simulation der eingeschlossenen DLR-A Flamme gegenübergestellt. Ergebnisse zur DLR-B Flamme werden nicht explizit vorgestellt, zeigen aber dieselben Tendenzen.

Bei Betrachtung der Spektren zeigt sich allgemein, dass das EHR Modell in Kombination mit PIANO für alle untersuchten Parametervariationen sinnvolle Ergebnisse liefert, also gegenüber einer Variation der Inputparameter sehr robust ist. Außerdem liefern die Referenzparametersätze aus Tabelle 7.3 bereits sehr gute Ergebnisse, im Vergleich zu den experimentell realisierten Dämpfungsverläufen, die in Abb. 7.5.1a und 7.5.2a gezeigt sind. Die Auslegung der frequenzabhängigen Dämpfung beschränkte sich auf niederfrequente Bereiche und hier durchgeführte Parametervariationen haben hauptsächlich Auswirkungen in ebendiesem Frequenzbereich.

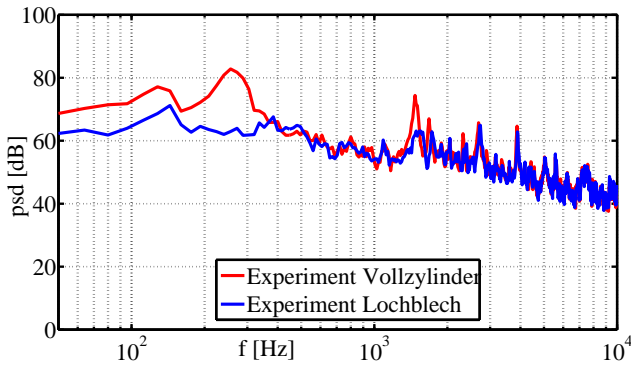
Es zeigt sich weiterhin für beide Auslegungspunkte, dass das EHR-Modell bei entsprechend großer Masse m_f als schallharte Wand agiert (Abb. 7.5.1c, #22 und Abb. 7.5.2c, #46). Die Variation des Parameters R_f , welcher der Resistenz der Frontplatte zugeordnet wird, hat keinerlei Auswirkungen auf die Spektren im untersuchten Parameterraum (Abb. 7.5.1b und Abb. 7.5.2b). Relativ geringe Auswirkungen hat außerdem die Variation der Reaktanz im Resonatorvolumen (Abb. 7.5.1e und Abb. 7.5.2e).

Kriterien für die Auswahl der Parameter des Betriebspunktes $f_1 = 260\text{Hz}$ sind eine quantitativ ähnliche Dämpfung der Longitudinalschwingung sowie eine leichte Auswirkung auf die Transversalschwingung. Der Parametersatz des Betriebspunktes $f_2 = 1600\text{Hz}$ wird danach ausgewählt, wie gut die Longitudinalschwingung erhalten bleibt, bei gleichzeitig möglichst starker Dämpfung der Transversalschwingung. Die resultierenden Parameter, welche die beste Übereinstimmung mit dem Experiment ergeben, sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst.

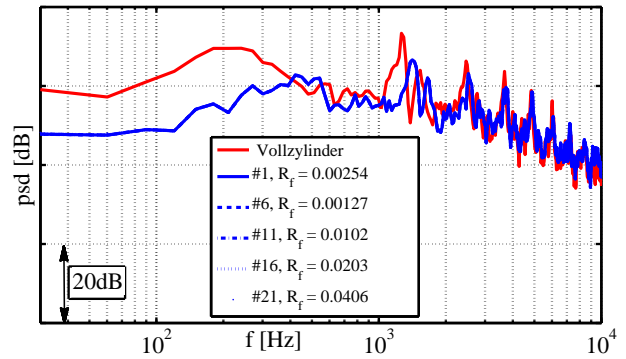
Tabelle 7.4: EHR Simulationsparameter mit der besten Übereinstimmung zu experimentellen Druckspektren für den jeweiligen Resonanzfall. Darstellung in dimensionsloser Form. Darstellung der Simulationsergebnisse und Vergleich mit Experiment in Abb. 7.5.3.

f_0	R_f	m_f	T_l	β	ϵ
260Hz	0.00508	0.084	2.707	0.01	0
1600Hz	0.0124	0.08493	0.11351	0.5	0.2

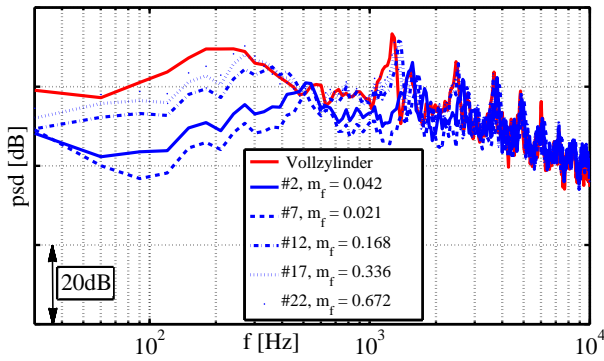
Die daraus resultierenden Druckspektren sind den experimentell ermittelten Verläufen nochmals explizit in Abb. 7.5.3 gegenübergestellt. Es zeigt sich, dass mit dem EHR-Modell die entsprechenden Dämpfungsmechanismen sehr gut abgebildet werden können, Abweichungen in den absoluten Pegeln der Spektren sind in der 2D Quell- und Schallausbreitungsmodellierung begründet. Der Maximalwert der Longitudinalschwingung aus Abb 7.5.3c wird bereits in der 2D FRPM-CN Rechnung mit Vollzylinder verhältnismäßig ungenau wiedergegeben, wichtig ist hierbei aber, dass die Rechnung mit Dämpfung im niederfrequenten Bereich quantitativ ähnliche Ergebnisse wie die Vollzylinder Rechnung liefert. Die relativen Dämpfungen von ca. 20dB für die Konfiguration $f_1 = 260\text{Hz}$ der Longitudinalschwingung sowie der Unterschied von 10dB für die Konfiguration $f_2 = 1600\text{Hz}$ der Transversalschwingung werden in der Simulation sehr gut erfasst. Weiterhin erzeugt das EHR-Modell hochfrequent keinerlei numerisches Rauschen, hier sind die spektralen Verläufe im Vergleich zur Vollzylinder-Rechnung für beide Betriebspunkte identisch.



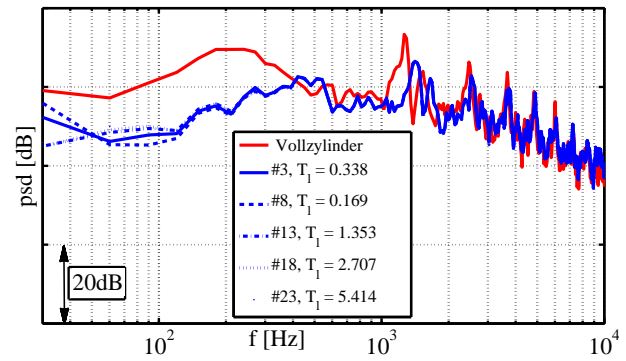
(a) Experimentelle Referenz.



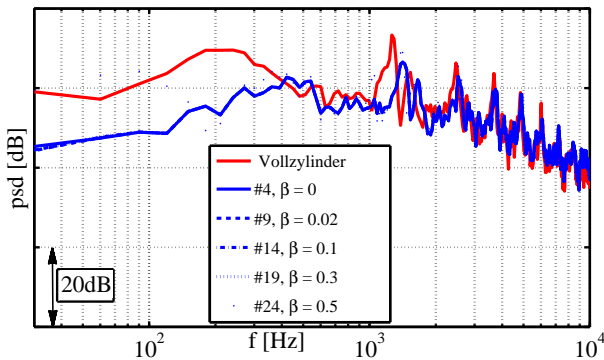
(b) Variation der Resistenz der Frontplatte.



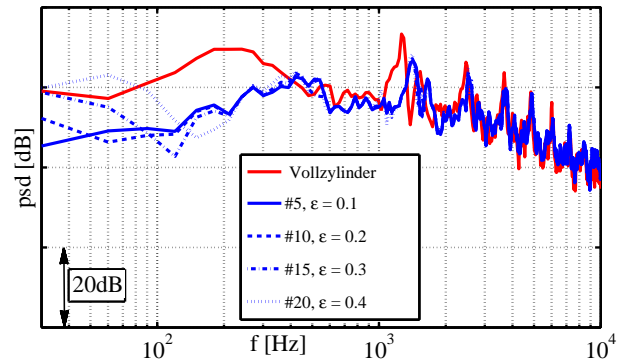
(c) Variation der Massenträgheit im Resonatorhals.



(d) Variation der Resonator-Antwortzeit.

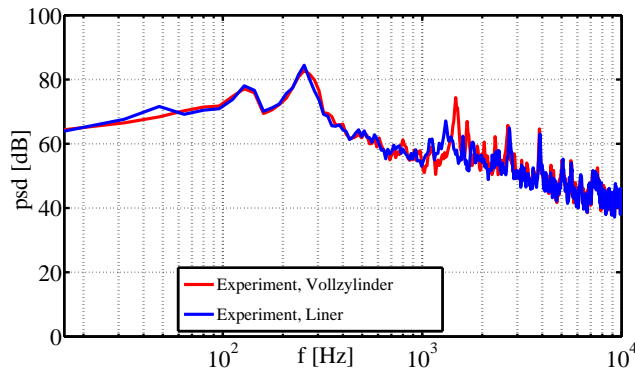


(e) Variation der Reaktanz im Resonatorvolumen.

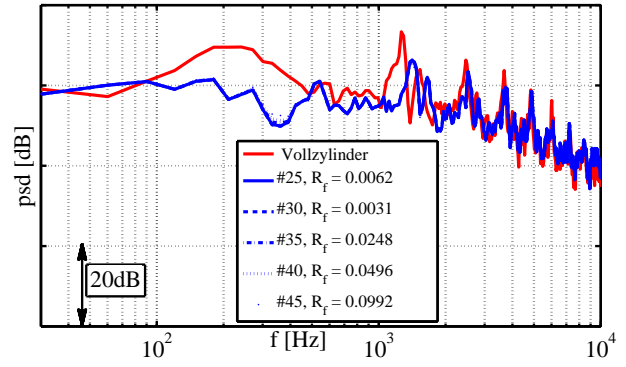


(f) Variation der fluidinduzierten Dämpfung im Resonatorvolumen.

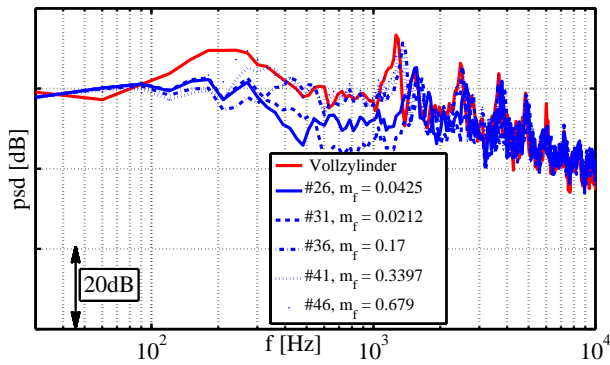
Abbildung 7.5.1: Druckspektren des Dämpfungsexperiments, Referenzmikrofon $y = 3.75$ (#11), Vergleich von Experiment und Simulation, $f_1 = 260\text{ Hz}$.



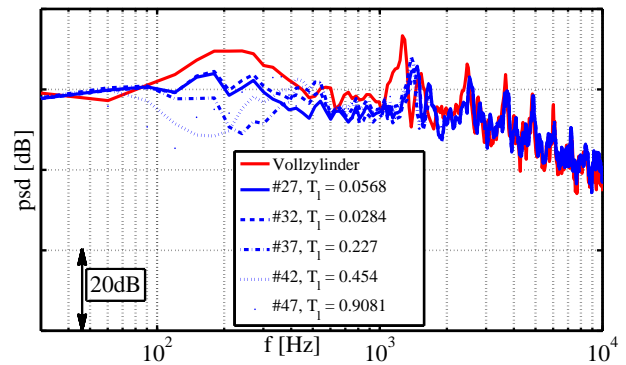
(a) Experimentelle Referenz.



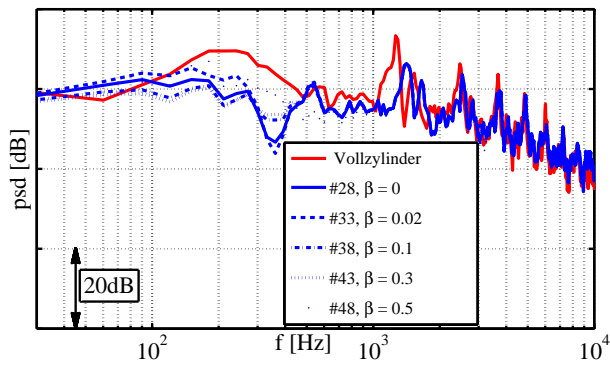
(b) Variation der Resistenz der Frontplatte.



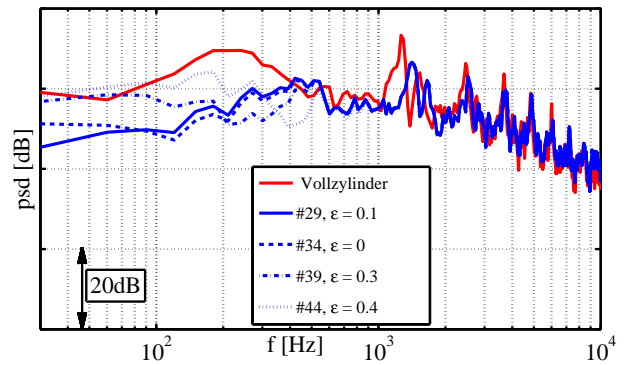
(c) Variation der Massenträgheit im Resonatorhals.



(d) Variation der Resonator-Antwortzeit.



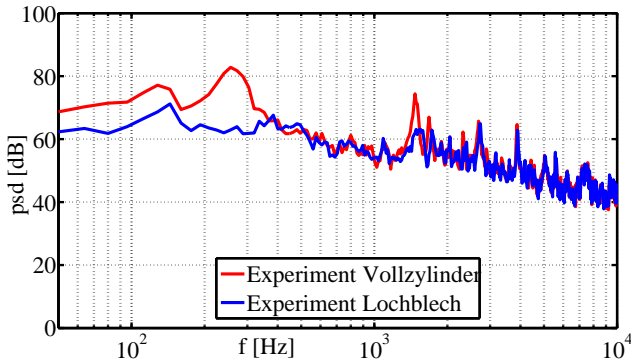
(e) Variation der Reaktanz im Resonatorvolumen.



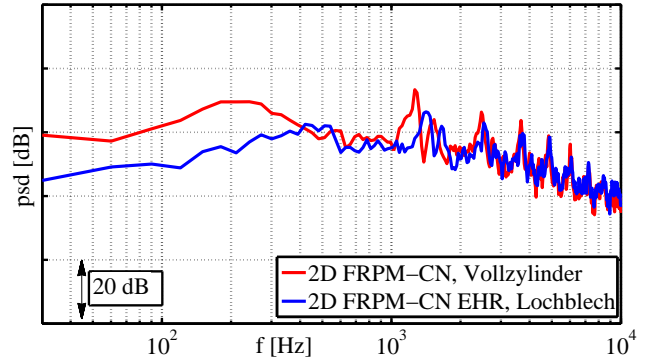
(f) Variation der fluidinduzierten Dämpfung im Resonatorvolumen.

Abbildung 7.5.2: Druckspektren des Dämpfungsexperiments, Referenzmikrofon $y = 3.75$ (#11), Vergleich von Experiment und Simulation, $f_2 = 1600\text{ Hz}$.

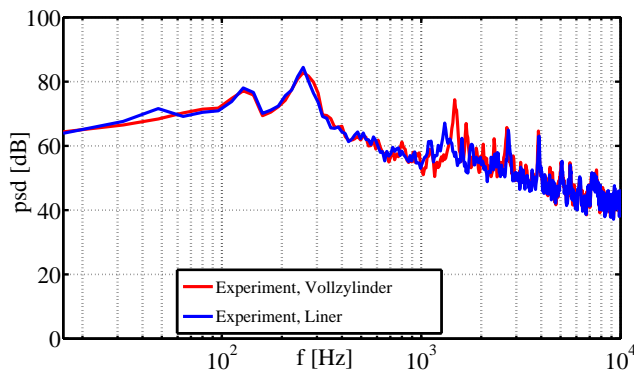
Abschließend wird die RMS Schalldruckverteilung im Rechengebiet für alle drei Konfigura-



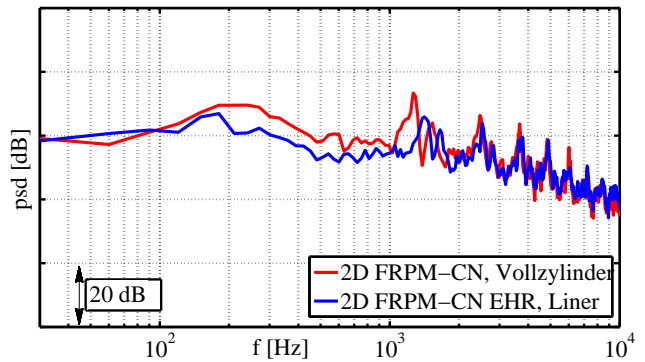
(a) Experimentelle Referenz, $f = 260\text{ Hz}$, Lochblech.



(b) 2D FRPM-CN EHR Simulation, Lochblech.



(c) Experimentelle Referenz, $f = 1600\text{ Hz}$, Liner.



(d) 2D FRPM-CN EHR Simulation, Liner.

Abbildung 7.5.3: Vergleich von Experiment und Simulation der Lochblech und Liner Konfigurationen.

tionen, Vollzylinder, Lochblech und Liner, untersucht. Die Rechnungen mit Dämpfung weisen besonders im Flammenrohr weitaus geringere Schalldruckamplituden in der Nähe der Bewandung auf. Die im Quellfeld induzierte akustische Energie bleibt hiervon allerdings unberührt.

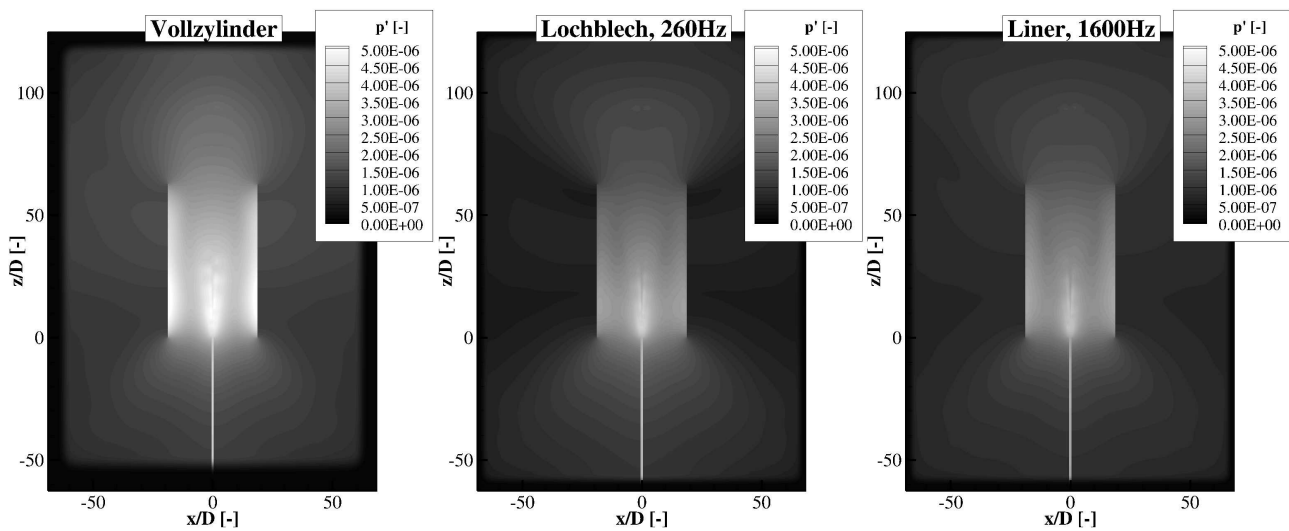


Abbildung 7.5.4: Vergleich der RMS Druckverteilungen der 2D FRPM-CN EHR Rechnungen für die Vollzylinder, Lochblech und Liner Konfiguration.

8 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Berechnungsverfahren zur Vorhersage von breitbandigem Verbrenungslärm vorgestellt. Das hybride Verfahren beruht auf der Trennung von CFD und Akustik (CCA, Computational Combustion Acoustics), wie in Abb. 8.0.1 dargestellt ist. Die

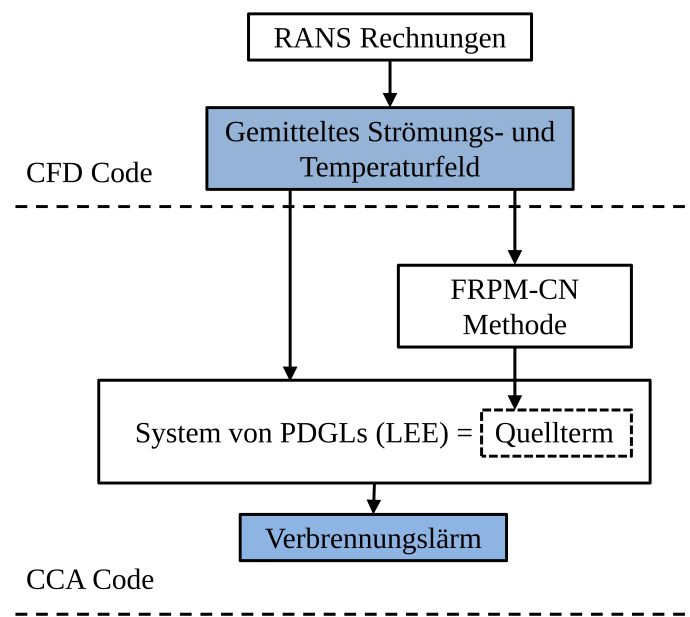


Abbildung 8.0.1: Schema des hybriden Verfahrens FRPM-CN zur Verbrenungslärm-Vorhersage [51].

Modellierung des Verbrenungslärms beruht dabei auf einem stochastischen, partikelbasierten Verfahren. Die zugrunde liegende Theorie zum Verbrenungslärm-Quellterm wurde erstmals von Mühlbauer et al. [184, 181] formuliert und wird im Rahmen dieser Arbeit für komplexe und technisch relevante Problemstellungen weiterentwickelt und zur Anwendungsreife gebracht. Die neu entwickelte Methode FRPM-CN (Fast Random Particle Method for Combustion Noise Prediction) verwendet mittlere Strömungsfeldgrößen und Turbulenzstatistiken reaktiver, stationärer CFD Simulationen zur stochastischen Schallquellenrekonstruktion mit FRPM [76]. Die Simulation von Schallausbreitung wurde in der vorliegenden Arbeit durch den DLR-Code PIANO (Perturbation Investigation of Aerodynamic Noise) [49] im Zeitbereich realisiert.

Temperaturvarianz-basierte Monopolquellen mit turbulentem Zerfall werden über stochastische Langevin Ansätze erster und zweiter Ordnung modelliert. Zur lokalen Amplitudenskalierung wird eine Feldlösung der Standardabweichung der Temperatur aus der Verbrenungssimulation herangezogen, welche durch eine zusätzliche Transportgleichung in der CFD Simulation bestimmt wird.

Der bisherige Ansatz RPM-CN zur Verbrennungslärm-Vorhersage von Mühlbauer et al. [184, 181] ist stromlinienbasiert und beruht auf sequenziellen Filteroperationen gemäß lokaler integraler Längen- und Zeitskalen aus der CFD. Partikel werden entlang von Stromlinien gesetzt und konvektiert. In der neuen FRPM-CN wird ein orthonormal diskretisiertes Quellgebiet anhand einer Quelltermformulierung aus CFD-RANS Größen definiert. Das gesamte Quellgebiet wird durch homogen verteilte Partikel erfasst. FRPM-CN bietet gegenüber RPM-CN einige entscheidende Vorteile, wenn es um die Simulation realer Brennkammerakustik geht:

- Durch die homogene Partikelverteilung können alle Strömungseigenschaften im Quellbereich berücksichtigt werden.
- Rezirkulationszonen im akustischen Quellgebiet können mit FRPM-CN berücksichtigt werden. Die korrekte Abbildung der Quellkonvektion ist zur Bestimmung von Druckspektren und Lärmpegeln bei komplexen Anwendungen essentiell.
- Die Erfassung von Rezirkulationsgebieten ermöglicht die Untersuchung drallstabilisierter Verbrennungssysteme. Nach heutigem Stand der Technik sind Verbrennungssysteme mit Drallbrennern in der Luftfahrt sehr weit verbreitet [31].
- Das Quellfeld wird über eine diskrete Quelltermformulierung aus CFD-RANS Größen bestimmt. Vorab liegt also eine Abschätzung über die räumliche Verteilung der direkten Verbrennungslärmquellen vor.
- Durch die orthonormale Diskretisierung des Quellgebiets mit FRPM-CN können hocheffiziente, rekursive Filter mit höherer Genauigkeit verwendet werden.
- Durch die Erweiterung des Ansatzes auf volumetrische Modellierung von Schallquellen und Schallausbreitung lassen sich absolute Verbrennungslärmpegel erstmals ohne künstliche Amplitudenskalierung vorhersagen.
- Diese Erweiterung auf volumetrische Modellierung wurde erst durch die im Rahmen dieser Arbeit erzielte, deutliche Effizienzsteigerung mit FRPM-CN im Vergleich zu RPM-CN möglich.
- FRPM-CN wird mit einem stochastischen Verfahren zweiter Ordnung gekoppelt, was sich für bestimmte Anwendungen als genauer herausgestellt hat, als das Modell erster Ordnung mit RPM-CN.
- Die Schallausbreitung wird mit einer Modifizierung der linearisierten Euler-Gleichungen berechnet. Diese ist weniger anfällig für die Ausbildung numerischer Instabilitäten als die ursprünglichen Grundgleichungen. Diese Weiterentwicklung trägt zur Robustheit des Verfahrens bei Anwendungsfällen mit großen Strömungs- und Dichtegradienten bei, wie sie in Verbrennungssystemen vorliegen.

FRPM-CN wurde im Rahmen dieser Arbeit zunächst umfassend an einem generischen Testfall nach Ewert et al. [79] verifiziert. Getestet wurde die FRPM-CN Reproduktionsfähigkeit von analytisch bestimmten Fernfeldspektren unter verschiedenen Betriebsbedingungen. Dabei konnte eine genaue Wiedergabe lokaler Ein- und Zweipunktstatistiken auf dem akustischen Quellfeld erreicht werden.

Anschließend wurde das Modell anhand von Strahlflammen sowohl für ebene als auch erstmals volle räumliche Modellierung validiert. Für ebene Schallquellen und -ausbreitung konnten experimentelle Druckspektren akkurat wiedergegeben werden. Für die dreidimensionale räumliche Auflösung konnte nachgewiesen werden, dass FRPM-CN absolute Schalldruckpegel zuverlässig und effizient vorhersagt. Im Rahmen der umfangreichen Validierungsstudien wurde ein semi-analytisches Modell zur Vorhersage von Strahlflammen-Druckspektren unter Kenntnis der lokalen Quellfeldstatistiken entwickelt. Hierdurch wurde eine Erweiterung für kleine Machzahlen eines kalten Strahlärm-Modells [257] etabliert. Im nächsten Schritt zur Brennkammeranwendung wurden eingeschlossene Strahlflammen gerechnet. Es wurde gezeigt, dass FRPM-CN Eigenschwingungen und absolute Schalldruckpegel auch in Testfällen mit Bewandung sehr gut wiedergibt.

Nach erfolgreicher Verifikation und Validierung der neuen Methode FRPM-CN wurde diese auf zwei drallstabilisierte Laborbrenner angewandt. Es wurde gezeigt, dass mit dem Verfahren absolute Verbrennungslärm-Pegel auch für komplexe Problemstellungen verlässlich bestimmt werden können. Das hybride Verfahren war hierbei um jeweils ein bis zwei Größenordnungen schneller als direkte, kompressible CFD-basierte Verfahren [217, 154].

Im abschließenden Teil der Arbeit wurde akustische Dämpfung in Experiment und Simulation untersucht. Hierfür wurde ein Liner-basiertes Dämpfungs-Experiment auf Grundlage der DLR-A und DLR-B Strahlflammen mit Bewandung ausgelegt. Dieses wurde dann mit dem EHR (Extended Helmholtz Resonator) Modell [223, 220], implementiert in PIANO, nachgerechnet. Es wurde gezeigt, dass die experimentell bestimmten Dämpfungsverläufe quantitativ gut reproduziert werden können.

A Analytische Lösungen

In Kapitel 4 wird FRPM-CN anhand eines numerischen Testfalls und semi-analytischer Vergleichslösungen für verschiedene Konfigurationen und Betriebspunkte verifiziert. Der Test ist an eine Konfiguration von Ewert et al. [79] angelehnt. Die analytischen Vergleichslösungen [79, 75] werden im folgenden Abschnitt - unterschieden nach räumlicher Dimension und jeweils zugrunde liegender Modellierung des turbulenten Zerfalls - diskutiert.

A.1 Das Fernfeldspektrum in 2D, Standard Langevin Modell

Die Herleitung basiert auf einer Funktion der Zweipunkt-Korrelation, wie sie von Tam und Auriault [257] vorgeschlagen wurde. Diese weicht von der FRPM-inhärenten Korrelationsfunktion leicht in der Umsetzung der längenskalen-bedingen Quellgröße ab und lautet

$$\left\langle \frac{Dq_s(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_s(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle = \hat{R} \exp \left\{ -\frac{|\tau|}{\tau_s} - \frac{\ln 2}{l_s^2} [(r_1 - u\tau)^2 + r_2^2] \right\}. \quad (\text{A.1.1})$$

Gleichung (A.1.1) ist zur FRPM-inhärenten Korrelationsfunktion identisch, wenn zusätzlich eine Amplitudenskalierung

$$\hat{A} = \left(\frac{4 \ln(2)}{\pi} \right)^{n/4} \sqrt{\hat{R}/l_s^n} \quad (\text{A.1.2})$$

angewandt wird. Die harmonisierte Formulierung von Gl. (A.1.1) lautet

$$\hat{H}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\alpha}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \left\langle \frac{Dq_s(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_s(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle \exp[-i(\omega\tau - \boldsymbol{\alpha}\mathbf{r})] d\tau d^2\mathbf{r}. \quad (\text{A.1.3})$$

$\boldsymbol{\alpha} = \omega\mathbf{x}/(c_0|\mathbf{x}|)$. Integration über τ und \mathbf{r} führt auf

$$\hat{H}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\alpha}, \omega) = \frac{1}{2\pi \ln(2)} \frac{\hat{R} \tau_s l_s^2}{1 + \omega^2 \tau_s^2 (1 - \alpha_1 \frac{u}{\omega})^2} \exp \left(-\frac{l_s^2 |\boldsymbol{\alpha}|^2}{4 \ln(2)} \right). \quad (\text{A.1.4})$$

$|\boldsymbol{\alpha}| = \omega/c_0$ und $\alpha_1 = (\omega/c_0) \cos \theta$, wobei θ der Winkel zwischen Quelle-Beobachter Vektor und der Hauptströmungsrichtung ist. Gleichung (A.3.2) wird im Zeitbereich formuliert zu

$$\left\langle \frac{Dq_s(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_s(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle = \frac{1}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{\infty} \hat{H}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\alpha}, \omega) \exp[-i(\omega\tau - \boldsymbol{\alpha}\mathbf{r})] d\omega d^2\boldsymbol{\alpha}. \quad (\text{A.1.5})$$

Gleichung (A.3.4) wird dann mit dem Ausdruck für Fernfeldspektren kombiniert, der sich aus der formalen Definition von Leistungsdichtespektren als Fouriertransformation der Autokorrelation des akustischen Drucks und Gl. (3.1.4) aus Abschnitt 3.1 zusammensetzt. Spektren werden demzufolge ausgedrückt als Funktion des Fernfeldbeobachters bei \mathbf{x}_1 für beliebige Frequenzen ω :

$$\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \hat{G}_a^*(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \hat{G}_a(\mathbf{x} + \mathbf{r}, \mathbf{x}_1, \omega) \left\langle \frac{Dq_s(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_s(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle \exp(i\omega\tau) d\tau d^n \mathbf{x} d^n \mathbf{r}. \quad (\text{A.1.6})$$

Anschließend wird eine Fernfeldannahme für die Beobachterposition, an der die Spektren ausgewertet werden, getroffen. Diese ist bei Ewert et al. [79], Morris & Boluriaan [179] oder Tam & Auriault [257] zu finden und wird in Abschnitt A.5 beschrieben. Damit werden die Green'schen Funktionen als Feldlösung für den akustischen Druck zwischen Nahfeld und Beobachter im Fernfeld vereinfachend behandelt. Die Green'sche Funktion bezogen auf die stromab-Position $\mathbf{x} + \mathbf{r}$ wird als Funktion der Green'schen Funktion bei \mathbf{x} über geometrische Beziehungen für die Phasendifferenz der Störungsinformation zwischen den beiden Punkten ausgedrückt,

$$\hat{G}_a(\mathbf{x} + \mathbf{r}, \mathbf{x}_1, \omega) = \hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \exp \left[-i \frac{\omega \mathbf{x} \mathbf{r}}{c_0 |\mathbf{x}|} \right]. \quad (\text{A.1.7})$$

Weiterhin ist das Produkt aus komplex-konjugierter und Green'scher Funktion $|\hat{G}_a(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}, \omega)|^2$. Der Ausdruck für das Spektrum $\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega)$ wird zu

$$\begin{aligned} \hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} |\hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 \hat{H}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\alpha}, \omega') \\ &\quad \exp[i(\omega - \omega')\tau] \exp \left[i \left(\boldsymbol{\alpha} - \frac{\omega \mathbf{x}}{c_0 |\mathbf{x}|} \right) \mathbf{r} \right] d\tau d\omega' d^2 \mathbf{r} d^2 \boldsymbol{\alpha} d^2 \mathbf{x}. \end{aligned} \quad (\text{A.1.8})$$

Hierbei berücksichtigt ω' den Phasenunterschied aus der Fernfeldapproximation. Integration nach τ und \mathbf{r} führt auf die Dirac-Funktionen [79] $2\pi\delta(\omega - \omega')$ und $(2\pi)^2\delta(\boldsymbol{\alpha} - \omega\mathbf{x}/(c_0|\mathbf{x}|))$. Unter Ausnutzung der Eigenschaften der Dirac-Delta Funktion wird über ω' und $\boldsymbol{\alpha}$ integriert, was in

$$\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = (2\pi)^2 \int |\hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 \hat{H} \left(\mathbf{x}_1, \frac{\omega \mathbf{x}}{c_0 |\mathbf{x}|}, \omega \right) d^2 \mathbf{x}. \quad (\text{A.1.9})$$

resultiert. Die resultierende Beziehung für das Fernfeldspektrum, welche numerisch auf dem jeweiligen Quellfeld ausgewertet werden kann wird dann zu

$$\boxed{\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = \frac{2\pi}{\ln(2)} \int_{V_s} \hat{R}_{\tau_s} l_s^2 \left| \hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \right|^2 \frac{\exp \left[-\frac{\omega^2 l_s^2}{4 \ln(2) c_0^2} \right]}{1 + \omega^2 \tau_s^2 (1 - M_c \cos \theta)^2} d^2 \mathbf{x}.} \quad (\text{A.1.10})$$

A.2 Das Fernfeldspektrum in 2D, Verschachteltes Langevin Modell

Die Herleitung des Ausdrucks für das Fernfeldspektrum mit dem erweiterten Langevin-Modell ist sehr ähnlich zum Vorgehen für den Standard-Langevin Fall. Ein fundamentaler Unterschied ist die Verwendung einer unterschiedlichen Korrelationsfunktion, die sich aus dem erweiterten Langevin-Ansatz ergibt,

$$\left\langle \frac{Dq_s(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_s(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle = \frac{\hat{R}}{1 - \mu} \left[\exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_1}\right) - \mu \exp\left(\frac{|\tau|}{\tau_2}\right) \right] \cdot \exp\left\{-\frac{\ln 2}{l_s^2} [(r_1 - u\tau)^2 + r_2^2]\right\}. \quad (\text{A.2.1})$$

$\hat{H}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\alpha}, \omega)$ wird analog zu Gl. (A.3.2) behandelt und über τ und \mathbf{r} integriert:

$$\hat{H}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\alpha}, \omega) = \frac{\hat{R}\tau_1 l_s^2}{2\pi \ln(2)} \frac{(1 + \mu) \exp\left(-\frac{l_s^2 |\boldsymbol{\alpha}|^2}{4 \ln(2)}\right)}{1 + \omega^2 \tau_1^2 (1 + \mu^2) (1 - \alpha_1 \frac{u_c}{\omega})^2 + \omega^4 \tau_1^4 \mu^2 (1 - \alpha_1 \frac{u_c}{\omega})^4}. \quad (\text{A.2.2})$$

Damit kann das Fernfeldspektrum abgeleitet werden zu

$$\boxed{\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = \frac{2\pi}{\ln(2)} \int_{V_s} \frac{(1 + \mu) \hat{R}\tau_1 l_s^2 |\hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 \exp\left(-\frac{\omega^2 l_s^2}{4 \ln(2) c_0^2}\right)}{1 + \omega^2 \tau_1^2 (1 + \mu^2) (1 - M_c \cos \theta)^2 + \omega^4 \tau_1^4 \mu^2 (1 - M_c \cos \theta)^4} d^2 \mathbf{x}.} \quad (\text{A.2.3})$$

Der Ausdruck in Gl. (A.4.5) für $\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega)$ kann konsistent in den Standard-Langevin Ausdruck aus Gl. (A.3.7) überführt werden, indem der Grenzfall $\mu \rightarrow 0$, also eine dominante äußere, primäre Zeitskala, angesetzt wird.

A.3 Das Fernfeldspektrum in 3D, Standard Langevin Modell

Im allgemeineren räumlich dreidimensionalen Fall [75] ist der Ausgangspunkt ebenfalls die entsprechende Korrelationsfunktion,

$$\left\langle \frac{Dq_s(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_s(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle = \hat{R} \exp\left\{-\frac{|\tau|}{\tau_s} - \frac{\ln 2}{l_s^2} [(r_1 - u\tau)^2 + r_2^2 + r_3^2]\right\}. \quad (\text{A.3.1})$$

Vereinfachend wird erneut Querkonvektion in ausschließlich Hauptströmungsrichtung behandelt. Die harmonisierte Formulierung von Gl. (A.3.1) ist

$$\hat{H}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\alpha}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int_{-\infty}^{\infty} \left\langle \frac{Dq_s(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_s(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle \exp[-i(\omega\tau - \boldsymbol{\alpha}\mathbf{r})] d\tau d^3 \mathbf{r}, \quad (\text{A.3.2})$$

mit der Wellenzahl $\alpha = \omega \mathbf{x} / c_0 |\mathbf{x}|$. Das Wellenzahl-Spektrum nach Integration über τ und \mathbf{r} führt auf

$$\hat{H}(\mathbf{x}, \alpha, \omega) = \frac{2}{(2\pi)^3} \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right)^{3/2} \frac{\hat{R} \tau_s l_s^3}{1 + \omega^2 \tau_s^2 (1 - \alpha_1 \frac{u}{\omega})^2} \exp \left(-\frac{l_s^2 |\alpha|^2}{4 \ln(2)} \right). \quad (\text{A.3.3})$$

$\alpha_1 = \omega / c_0 \cos \theta$, mit θ , dem Winkel zwischen Quelle-Beobachter Vektor und der Hauptströmungsrichtung. Es folgt, dass

$$\left\langle \frac{Dq_s(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_s(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle = \frac{1}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{\infty} \hat{H}(\mathbf{x}, \alpha, \omega) \exp[-i(\omega\tau - \alpha\mathbf{r})] d\omega d^3\alpha, \quad (\text{A.3.4})$$

$$\begin{aligned} \hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \hat{G}_a^*(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \hat{G}_a(\mathbf{x} + \mathbf{r}, \mathbf{x}_1, \omega) \left\langle \frac{Dq_s(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_s(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle \\ \exp(i\omega\tau) d\tau d^n \mathbf{x} d^n \mathbf{r}. \end{aligned} \quad (\text{A.3.5})$$

$$\hat{G}_a(\mathbf{x} + \mathbf{r}, \mathbf{x}_1, \omega) = \hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \exp \left[-i \frac{\omega \mathbf{x} \mathbf{r}}{c_0 |\mathbf{x}|} \right]. \quad (\text{A.3.6})$$

$$\boxed{\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = 2 \left(\frac{\pi}{\ln(2)} \right)^{3/2} \int_{V_s} \hat{R} \tau_s l_s^3 |\hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 \frac{\exp \left[-\frac{\omega^2 l_s^2}{4 \ln(2) c_0^2} \right]}{1 + \omega^2 \tau_s^2 (1 - M_c \cos \theta)^2} d^3 \mathbf{x}.} \quad (\text{A.3.7})$$

A.4 Das Fernfeldspektrum in 3D, Verschachteltes Langevin Modell

Die Gleichungen und Operationen für den ausstehenden Verifikationsfall sind wie folgt

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{Dq_T(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_T(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle = \frac{\hat{R}}{1 - \mu} \left[\exp \left(-\frac{|\tau|}{\tau_1} \right) - \mu \exp \left(\frac{|\tau|}{\tau_2} \right) \right] \\ \cdot \exp \left\{ -\frac{\ln 2}{l_T^2} [(r_1 - u\tau)^2 + r_2^2 + r_3^2] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A.4.1})$$

$$\hat{H}(\mathbf{x}, \alpha, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int_{-\infty}^{\infty} \left\langle \frac{Dq_T(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_T(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle \exp(-i(\omega\tau - \alpha\mathbf{r})) d\tau d^3r \quad (\text{A.4.2})$$

$$\hat{H}(\mathbf{x}, \alpha, \omega) = \frac{2}{(2\pi)^3} \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right)^{3/2} \frac{\hat{R} \tau_1 l_T^3 (1 + \mu) \exp \left(-\frac{l_T^2 |\alpha|^2}{4 \ln(2)} \right)}{1 + \omega^2 \tau_1^2 (1 + \mu^2) (1 - \alpha_1 \frac{u_c}{\omega})^2 + \omega^4 \tau_1^4 \mu^2 (1 - \alpha_1 \frac{u_c}{\omega})^4}. \quad (\text{A.4.3})$$

$$\begin{aligned} \hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \hat{G}_a^*(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \hat{G}_a(\mathbf{x} + \mathbf{r}, \mathbf{x}_1, \omega) \left\langle \frac{Dq_s(\mathbf{x}, t_1)}{Dt_1} \frac{Dq_s(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t_2)}{Dt_2} \right\rangle \\ \exp(i\omega\tau) d\tau d^n \mathbf{x} d^n \mathbf{r}. \end{aligned} \quad (\text{A.4.4})$$

$$\boxed{\hat{S}(\mathbf{x}_1, \omega) = 2 \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right)^{3/2} \int_{V_s} \frac{(1 + \mu) \hat{R} \tau_1 l_T^3 |\hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 \exp \left(-\frac{\omega^2 l_T^2}{4 \ln(2) c_0^2} \right)}{1 + \omega^2 \tau_1^2 (1 + \mu^2) (1 - M_c \cos \theta)^2 + \omega^4 \tau_1^4 \mu^2 (1 - M_c \cos \theta)^4} d^3 \mathbf{x}.} \quad (\text{A.4.5})$$

A.5 Die Fernfeld-Approximation

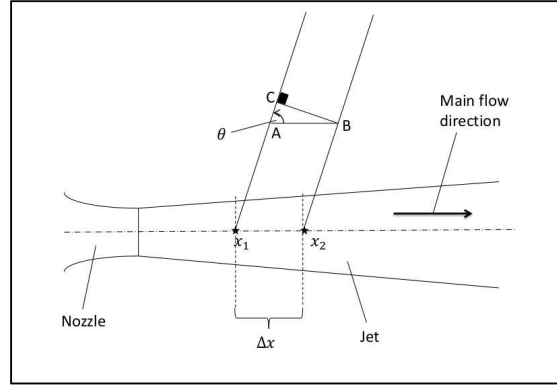


Abbildung A.5.1: Skizze zur Fernfeldannahme bei Strahlärm [257].

Für die vereinfachende Fernfeldannahme der Beobachter- oder Mikrofonposition kann die von den akustischen Quellen emittierte Information zwischen x_1 und x_2 durch einen Phasenunterschied ausgedrückt werden. Da sich der Beobachter weit genug vom akustischen Nahfeld befindet, wird der direkte Strahlweg der Informationen, die von den beiden Punkten x_1 und x_2 ausgeht, als näherungsweise parallel angenommen. Folglich gilt

$$\exp(i\varphi) \rightarrow \exp(i(\varphi + \Delta\varphi)). \quad (\text{A.5.1})$$

Weiterhin gilt die einfache trigonometrische Beziehung

$$\cos(\theta) = \frac{\overline{AC}}{\overline{AB} = \Delta x}. \quad (\text{A.5.2})$$

Die Distanz \overline{AC} in Abbildung A.5.1 ist also $\overline{AC} = \Delta x \cos(\theta)$. Der Phasenunterschied ergibt sich aus dem Produkt der Wellenzahl α multipliziert mit der Weglänge \overline{AC} :

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c_0} \Delta x \cos(\theta). \quad (\text{A.5.3})$$

Der Phasenunterschied kann für den Beobachter zwischen den zwei Schallquellen bei x_1 und x_2 also ausgedrückt werden als

$$\exp\left(i\frac{\omega}{c_0}\Delta x \cos(\theta)\right). \quad (\text{A.5.4})$$

Dies ist formal gleich mit $\exp(-i\omega \mathbf{x} \mathbf{r} / (c_0 |\mathbf{x}|))$, mit $\alpha = (\omega/c_0) \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ \sin(\theta) \end{pmatrix}$.

A.6 Die Green'schen Funktionen als Lösungen der Helmholtz-Gleichung in 2D

Die Green'sche Funktion als Lösung der Helmholtz-Gleichung in 2D lautet

$$\hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) = -\frac{\omega}{4c_0^2} H_0^{(1)}\left(\frac{\omega}{c_0} |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|\right). \quad (\text{A.6.1})$$

Für die Hankel-Funktionen erster und zweiter Gattung gilt $H_0^{(1)} = J_0 + iY_0$ und $H_0^{(2)} = J_0 - iY_0$ ist die komplex konjugierte zu $H_0^{(1)}$ [1]. Folglich gilt

$$\hat{G}^*(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) = \frac{\omega^2}{16c_0^4} [(J_0 + iY_0)(J_0 - iY_0)] \quad (\text{A.6.2})$$

und damit

$$\hat{G}^*(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) = \frac{\omega^2}{16c_0^4} [J_0^2 + Y_0^2]. \quad (\text{A.6.3})$$

Ausführlich,

$$\begin{aligned} \hat{G}^*(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) &\hat{=} |\hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 \\ &= \frac{\omega^2}{16c_0^4} \left[J_0^2 \left(\frac{\omega}{c_0} |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}| \right) + Y_0^2 \left(\frac{\omega}{c_0} |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}| \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.6.4})$$

A.7 Asymptotisches Verhalten der Green'schen Funktionen in 2D

Die Formulierung der Green'schen Funktion aus Abschnitt A.6 für die Fälle aus Gl. (A.3.7) und Gl. (A.4.5) ist

$$|\hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 = \frac{\omega^2}{16c_0^4} \left[J_0^2 \left(\frac{\omega}{c_0} |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}| \right) + Y_0^2 \left(\frac{\omega}{c_0} |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}| \right) \right]. \quad (\text{A.7.1})$$

Das asymptotische Verhalten des Ausdrucks in Gl. (A.7.1), also deren Verhalten für große Argumente $(\omega/c_0)|\mathbf{x} - \mathbf{x}_1| \gg |\nu^2 - \frac{1}{4}|$ mit $\nu = 0$ bei J_ν und Y_ν kann beschrieben werden [1] mit

$$J_0(\xi) = \sqrt{\frac{2}{\pi\xi}} \sin\left(\xi - \frac{\pi}{4}\right) \quad \text{and} \quad Y_0(\xi) = \sqrt{\frac{2}{\pi\xi}} \cos\left(\xi - \frac{\pi}{4}\right). \quad (\text{A.7.2})$$

Es folgt dass

$$|\hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 = \frac{\omega^2}{16c_0^4} \left[\frac{2}{\pi\xi} \sin^2\left(\xi - \frac{\pi}{4}\right) + \frac{2}{\pi\xi} \cos^2\left(\xi - \frac{\pi}{4}\right) \right] \quad (\text{A.7.3})$$

und

$$|\hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 = \frac{\omega^2}{16c_0^4} \left[\frac{2}{\pi\xi} \underbrace{\left(\sin^2\left(\xi - \frac{\pi}{4}\right) + \cos^2\left(\xi - \frac{\pi}{4}\right) \right)}_{=1} \right] = \frac{\omega^2}{8c_0^4\pi\xi}. \quad (\text{A.7.4})$$

Mit der Substitution $\xi = (\omega/c_0)|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|$ gilt weiterhin

$$|\hat{G}_a(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|_{\text{asym}}^2 = \frac{\omega}{8\pi c_0^3 |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|}. \quad (\text{A.7.5})$$

A.8 Die Green'schen Funktionen als Lösungen der Helmholtz-Gleichung in 3D

Die Freifeld-Lösung, repräsentiert durch die Green'sche Funktion wird in 3D hier in der Form

$$\hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega) = -\frac{i\omega}{c_0^2} \frac{\exp(ik|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|)}{4\pi|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|} \quad (\text{A.8.1})$$

verwendet. Weiterhin gilt

$$|\hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1, \omega)|^2 = \frac{\omega^2}{16\pi^2 c_0^4 |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}|^2}. \quad (\text{A.8.2})$$

A.9 Notationen des verschachtelten Langevin-Modells

$$\tau_1 = \frac{1}{\alpha} \quad \text{and} \quad \tau_2 = \frac{1}{\gamma} \quad (\text{A.9.1})$$

$$\langle \mathcal{U}_0^2 \rangle \hat{=} \hat{R} \rightarrow \hat{R} \frac{\gamma \exp(-\alpha|\tau|) - \alpha \exp(-\gamma|\tau|)}{\gamma - \alpha}, \quad (\text{A.9.2})$$

$$\mu = \frac{\tau_2}{\tau_1} = \frac{\alpha}{\gamma} \rightarrow \alpha = \mu\gamma. \quad (\text{A.9.3})$$

$$\frac{\hat{R}}{\gamma - \mu\gamma} \left[\gamma \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_1}\right) - \mu\gamma \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_2}\right) \right] \quad (\text{A.9.4})$$

$$= \frac{\hat{R}}{\gamma(1 - \mu)} \gamma \left[\exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_1}\right) - \mu \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_2}\right) \right] \quad (\text{A.9.5})$$

$$= \frac{\hat{R}}{1 - \mu} \left[\exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_1}\right) - \mu \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_2}\right) \right]. \quad (\text{A.9.6})$$

B Zusätzliche Simulationsergebnisse

B.1 CFD RANS der DLR-B und H3 Strahlflammen

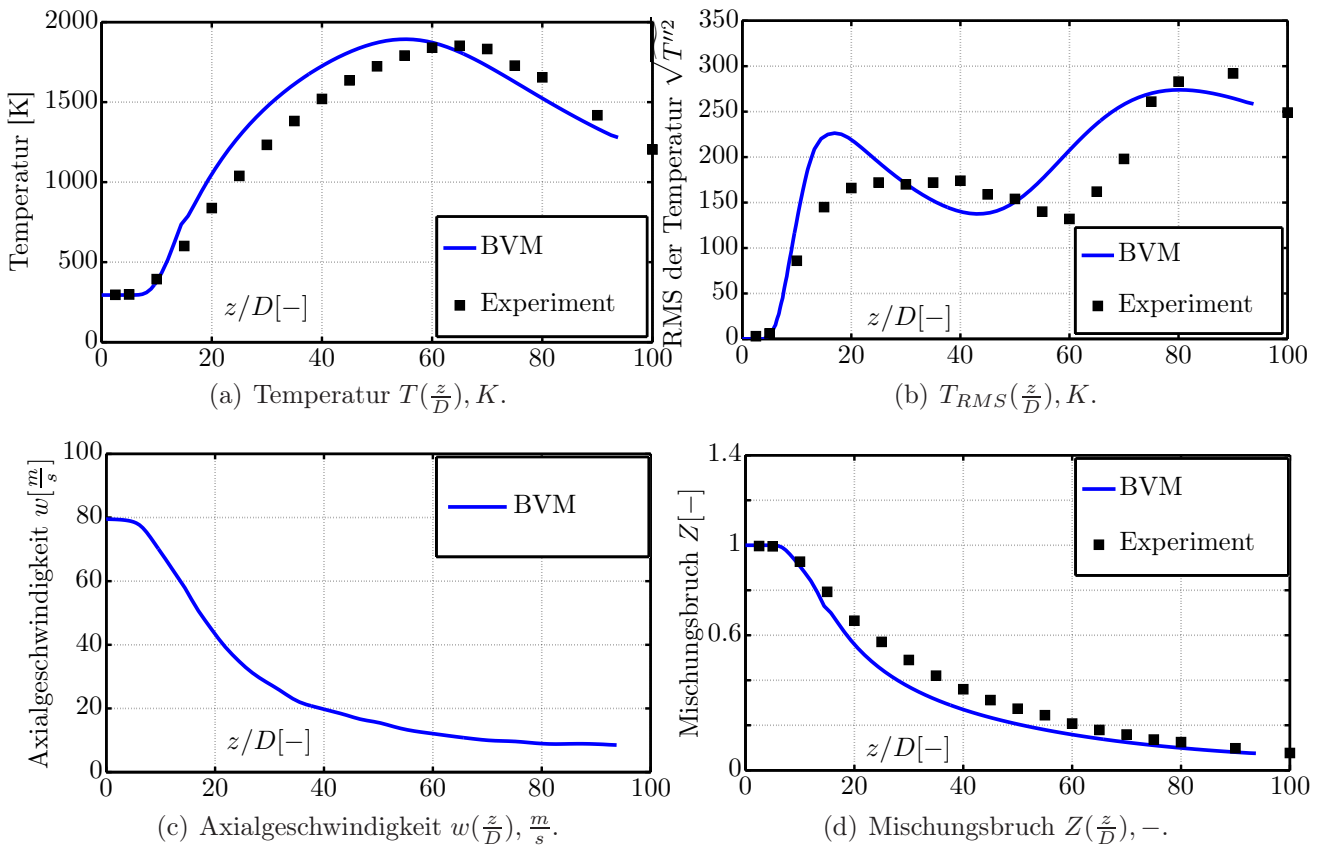


Abbildung B.1.1: Beispielhafte Ergebnisse der reaktiven CFD-RANS für die DLR-B Flamme [183, 184, 181], $y/D = x/D = 0$, Axialprofile. BVM: *Burning velocity model*.

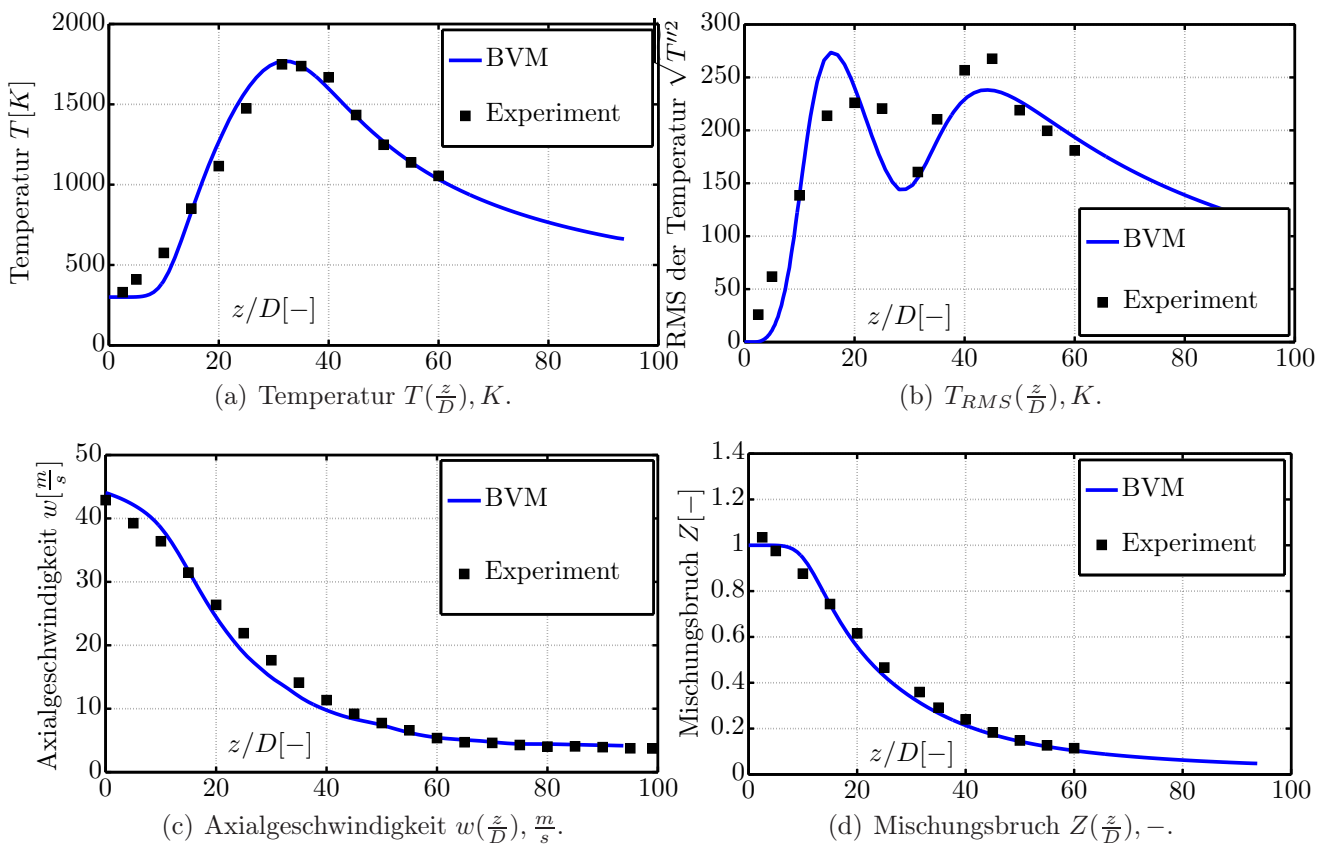


Abbildung B.1.2: Beispielhafte Ergebnisse der reaktiven CFD-RANS für die H3 Flamme [183, 184, 181], $y/D = x/D = 0$, Axialprofile. BVM: *Burning velocity model*.

Literaturverzeichnis

- [1] ABRAMOWITZ, M. ; STEGUN, J.A.: *Handbook of Mathematical Functions*. Dover Publications, Inc., New York, 1970. – 9th Printing, ISBN 0-486-61272-4
- [2] ACARE: Strategic Research Agenda, Volume 1, 2001. – www.acare4europe.org
- [3] ALTAY, H.M. ; SPETH, R.L. ; HUDGINS, D.E. ; GHONIEM, A.F.: Flame-vortex interaction driven combustion dynamics in a backward facing step combustor. In: *Combustion and Flame* 156 (2009), Nr. 5, S. 1111–1125
- [4] ANDERSSON, N. ; ERIKSSON, L.-E. ; DAVIDSON, L.: Large-Eddy Simulation of Subsonic Turbulent Jets and Their Radiated Sound. In: *AIAA Journal* 43 (2005), Nr. 9, S. 1899–1912
- [5] ANSYS, INC.: *ANSYS CFX-Solver Theory Guide - Release 15.0*. Ansys, Inc., Canonsburg, Pennsylvania, USA, 2013
- [6] ARNDT, C.M. ; SEVERIN, M. ; STÖHR, M. ; DEM, C. ; STEINBERG, A.M. ; MEIER, W.: Experimental Analysis of Thermo-Acoustic Instabilities in a Generic Gas Turbine Combustor by Phase-Related PIV, chemiluminescence and Laser Raman Scattering Measurements. In: *Experiments in Fluids* 56:69 (2015)
- [7] BADE, S. ; WAGNER, M. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T. ; SCHUERMANS, B.: Design for Thermo-Acoustic Stability: Procedure and Database. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 135 (2013), Nr. 12
- [8] BAKE, F. ; RICHTER, C. ; MÜHLBAUER, B. ; KINGS, N. ; RÖHLE, I. ; THIELE, F. ; NOLL, B.: The Entropy Wave Generator (EWG): A reference case on entropy noise. In: *Journal of Sound and Vibration* 326 (2009), S. 574–598
- [9] BARKER, C.L.: *Experiments concerning the occurrence and mechanism of high-frequency combustion instability*, California Institute of Technology, Pasadena, Kalifornien, Dissertation, 1958
- [10] BARLOW, R.S. (HRSG.): *Proceedings of the TNF Workshops*. Livermore, California: Sandia National Laboratories, 1996-2004
- [11] BASSETTI, A. ; GUERIN, S. ; BUSSE, S.: Validation of the CAA solver PIANO with lined-wall boundary condition. In: *DAGA Conference*, 2011. – Paper no. 179

- [12] BASSETTI, A. ; GUERIN, S. ; KORNOW, O.: Introducing lined-wall boundary conditions in the DLR time-domain CAA solver PIANO. In: *DAGA Conference*, 2010. – Paper no. 160
- [13] BELLUCCI, V. ; FLOHR, P. ; PASCHEREIT, C.O.: Numerical and Experimental Study of Acoustic Damping Generated by Perforated Screens. In: *AIAA Journal* 42 (2004), Nr. 8, S. 1543–1549
- [14] BERGMANN, V. ; MEIER, W. ; WOLFF, D. ; STRICKER, W.: Application of Spontaneous Raman and Rayleigh Scattering and 2D LIF for the Characterization of a Turbulent CH₄/H₂/N₂ Jet Diffusion Flame. In: *Applied Physics* 66 (1998), Nr. 4, S. 489–502
- [15] BERTSCH, L. ; SIMONS, D.G. ; SNELLEN, M.: Aircraft Noise: The major sources, modelling capabilities, and reduction possibilities. In: *DLR Report IB 224-2015 A 110*, 2015
- [16] BILDQUELLE: <https://www.flickr.com/photos/rolls-royceplc/albums>, 2015. – 24.August 2015, 10:22 Uhr. Copyright: Rolls-Royce.
- [17] BILDQUELLE: <https://www.flickr.com/photos/rolls-royceplc/albums>, 2015. – 24.August 2015, 10:24 Uhr. Copyright: Rolls-Royce.
- [18] BILDQUELLE: SAFRAN Snecma: <http://www.safran-group.com>, 2015
- [19] BILGER, R.W.: The Structure of Turbulent Non-Premixed Flames. In: *Twenty-Second International Symposium on Combustion* (1988), S. 475–488
- [20] BLOY, A.W.: The pressure waves produced by the convection of temperature disturbances in high subsonic nozzle flows. In: *Journal of Fluid Mechanics* 94 (1980), Nr. 3, S. 465–745
- [21] BOHN, M.S.: *Noise produced by the interaction of acoustic waves and entropy waves with high-speed nozzle flows*, California Institute of Technology, Pasadena, California, Dissertation, 1976
- [22] BOUSSINESQ, J.: Essai sur la theorie des eaux courantes. In: *Memoires presentes par divers savants a l'Academie des Sciences* 23 (1877), Nr. 1, S. 1–680
- [23] BRAGG, S.: Combustion noise. In: *Journal of the Institute of Fuel* 36 (1963), S. 12–16
- [24] BRÄUER, J. ; WESELAK, W.: Lochplatten-, Schlitzplatten- und Helmholtz-Absorber. In: *Projektarbeit, Institut für Breitbandkommunikation, TU Graz*, 2010
- [25] BRICK, H. ; PISCOYA, R. ; OCHMANN, M. ; KÖLTZSCH, P.: Hybride LES/Kirchhoff-Methode zur Berechnung des Verbrennungsgeräuschs von freien Flammen. In: *DAGA 2005*, 2005

- [26] BRICK, H. ; PISCOYA, R. ; OCHMANN, M. ; KÖLTZSCH, P.: Prediction of the Sound Radiation from Open Flames by Coupling a Large Eddy Simulation and a Kirchhoff Method. In: *Acta Acustica united with Acustica* 91 (2005), S. 17–21
- [27] BRODA, J. ; SEO, S. ; SANTORO, R. ; SHIRHATTIKAR, G. ; YANG, V.: An experimental study of combustion dynamics of a premixed swirl injector. In: *Symposium (International) on Combustion* 27 (1998), Nr. 2, S. 1849–1856
- [28] BROOKES, S. ; CANT, R. ; DUPEIRE, I. ; DOWLING, A.: Computational modeling of self-excited combustion instabilities. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 123 (2001), S. 322–326
- [29] BUI, T.Ph. ; SCHRÖDER, W. ; MEINKE, M.: Acoustic perturbation equations for reacting flows to compute combustion noise. In: *International Journal of Aeroacoustics* 6 (2007), Nr. 4, S. 335–355
- [30] BUI, T.Ph. ; SCHRÖDER, W. ; MEINKE, M.: Numerical analysis of the acoustic field of reacting flows via acoustic perturbation equations. In: *Computers & Fluids* 37 (2008), Nr. 9, S. 1157–1169
- [31] CANDEL, S. ; DUROX, D. ; SCHULLER, T. ; MOECK, J.P.: Dynamics of Swirling Flames. In: *Annu. Rev. Fluid Mech.* 46 (2014), S. 147–173
- [32] CANDEL, S.M. ; DUROX, D. ; DUCRUIX, S. ; BIRBAUD, A.-L. ; NOIRAY, N. ; SCHULLER, T.: Flame dynamics and combustion noise: progress and challenges. In: *International Journal of Aeroacoustics* 8 (2009), Nr. 1, S. 1–56
- [33] CHATFIELD, C.: *The Analysis of Time Series: An Introduction*. Taylor and Francis e-Library, 2009. – ISBN 1-58488-317-0
- [34] CHEN, C.-J. ; JAW, S.-Y.: *Fundamentals of Turbulence Modeling*. Taylor & Francis, 1998. – ISBN 1-56032-405-8
- [35] CHEVAUGEON, N. ; REMACLE, J.-F. ; GALLEZ, X.: Discontinuous Galerkin Implementation Of The Extended Helmholtz Resonator Model In Time Domain. In: *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th Aeroacoustics Conference)*, 2006. – AIAA 2006-2569
- [36] CHU, B.-T. ; KOVASZNAVY, L.S.: Non-Linear Interactions in a Viscous HEat-Comducting Compressible Gas. In: *J. Fluid Mech.* 3 (1957), S. 494–706
- [37] COLLIER, F.S.: NASA Aeronautics Environmentally Responsible Aviation Project. In: *Oral Presentation, 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 2012
- [38] CORREA, S.M.: A Review of NO_x Formation Under Gas-Turbine Combustion Conditions. In: *Combustion Science and Technology* 87 (1993), S. 329–362

- [39] CORREA, S.M.: Power generation and aeropropulsion gas turbines: from combustion science to combustion technology. In: *Symposium (International) on Combustion* 27 (1998), S. 1793–1807
- [40] COSIC, B. ; MOECK, J.P. ; PASCHEREIT, C.O.: Prediction of Pressure Amplitudes of Self-Excited Thermoacoustic Instabilities for a Partially Premixed Swirl-Flame. In: *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2013*, 2013. – GT2013-94160
- [41] CROCCO, L.: Aspects of Combustion Stability in Liquid Propellant Rocket Motors Part I: Fundamentals. Low Frequency Instability With Monopropellants. In: *Journal of the American Rocket Society* 21 (1951), Nr. 6, S. 163–178
- [42] CROCCO, L.: Aspects of Combustion Stability in Liquid Propellant Rocket Motors Part II: Low Frequency Instability with Bipropellants. High Frequency Instability. In: *Journal of the American Rocket Society* 22 (1951), Nr. 1, S. 7–16
- [43] CUMPSTY, N.A.: Jet engine combustion noise: Pressure, entropy and vorticity perturbations produced by unsteady combustion or heat addition. In: *Journal of Sound and Vibration* 66 (1979), Nr. 4, S. 527–544
- [44] CUMPSTY, N.A. ; MARBLE, F.E.: Core noise from gas turbine exhaust. In: *Journal of Sound and Vibration* 54 (1977), Nr. 2, S. 297–309
- [45] CUMPSTY, N.A. ; MARBLE, F.E.: The interaction of entropy fluctuations with turbine blade rows; a mechanism of turbojet engine noise. In: *Proceedings of the Royal Society A* 357 (1977), S. 323–344
- [46] DAVIES, P.O.A.L. ; COELHO, J.L. B. ; BHATTACHARYA, M.: Reflection coefficients for an unflanged pipe with flow. In: *Journal of Sound and Vibration* 72 (1980), Nr. 4, S. 543–546
- [47] DEANE, E.P.: *Use of Fan Rig Data for the Understanding and Prediction of Fan Broadband Noise and Noise Changes due to a Variable Area Nozzle*, Institute of Sound and Vibration Research, Faculty of Engineering, Science and Mathematics, University of Southampton, Dissertation, 2009. – <http://eprints.soton.ac.uk/160877/1.hasCoversheetVersion/P2642.pdf>
- [48] DELFS, J.W.: *Basics of Aeroacoustics, Lecture Notes*. Braunschweig, Germany: DLR - German Aerospace Center, 2008
- [49] DELFS, J.W. ; BAUER, M. ; EWERT, R. ; GROGGER, H.A. ; LUMMER, M. ; LAUKE, T.G.W.: *Numerical Simulation of Aerodynamic Noise with DLR's aeroacoustic code PIANO*. 5.2. Braunschweig, Germany: DLR - German Aerospace Center, 2008

- [50] DEM, C. ; STÖHR, M. ; ARNDT, C.M. ; STEINBERG, A.M. ; MEIER, W.: Experimental study of turbulence-chemistry interactions in confined swirl flames with different degrees of premixing. In: *Zeitschrift für Physikalische Chemie* 229 (2015), Nr. 4, S. 569–585
- [51] DIERKE, J. ; APPEL, C. ; SIEBERT, J. ; BAUER, M. ; SIEFERT, M. ; EWERT, R.: 3D Computation of Broadband Slat Noise from Swept and Unswept High-Lift Wing Sections. In: *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference)*, 2011. – doi: 10.2514/6.2011-2905
- [52] DIESTE, M. ; GABARD, G.: Random particle methods applied to broadband fan interaction noise. In: *Journal of Computational Physics* 231 (2012), Nr. 24, S. 8133–8151
- [53] DOMENICO, M. D.: *Numerical simulations of soot formation in turbulent flows*, Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart, Dissertation, 2008. – <http://elib.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2008/3624/>
- [54] DOMENICO, M. D.: Private Kommunikation, 2015
- [55] DOMENICO, M. D. ; GERLINGER, P. ; NOLL, B.: Numerical Simulations of Confined, Turbulent, Lean, Premixed Flames using a Detailed Chemistry Combustion Model. In: *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2011*, 2011. – GT2011-45520
- [56] DOWLING, A.P.: Acoustics of unstable flows, in: T. Tatsumi, E. Watanabe, T. Kambe (Eds.). In: *Theoretical and Applied Mechanics* (1996)
- [57] DOWLING, A.P. ; FLOWCS-WILLIAMS, J.E.: *Sound and Sources of Sound*. Ellis Horwood, 1983. – ISBN-10 0853125279
- [58] DOWLING, A.P. ; HUBBARD, S.: Instability in lean premixed combustors. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 214 (2000)
- [59] DOWLING, A.P. ; MAHMOUDI, Y.: Combustion noise. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 35 (2015), S. 65–100
- [60] DUCHAINE, P. ; ZIMMER, L. ; SCHULLER, T.: Experimental Investigation of Mechanisms of Sound Production by Partially Premixed Flames. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009), Nr. 1, S. 1027–1034
- [61] DUCRUIX, S. ; DUROX, D. ; CANDEL, S.: Theoretical and experimental determinations of the transfer function of a laminar premixed flame. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 28 (2000), S. 765–773
- [62] DUNHAM, D. ; SPENCER, A. ; MCGUIRK, J.J. ; DIANAT, M.: Comparison of Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes and Large Eddy Simulation Computational Fluid Dynamics Methodologies for Air Swirl Fuel Injectors. In: *J. Eng. Gas Turbines Power* 131 (2008), Nr. 1

- [63] DURAN, I. ; MOREAU, S.: Solution of the quasi-one-dimensional linearized Euler equations using flow invariants and the Magnus expansion. In: *Journal of Fluid Mechanics* 723 (2013), S. 190–231
- [64] DURAN, I. ; MOREAU, S. ; NICLOUD, F. ; LIVEBARDON, T. ; BOUTY, E. ; POINSOT, T.: Combustion Noise in Modern Aero-Engines. In: *Aerospace Lab Journal* 7 (2014). – doi: 10.12762/2014.AL07-05
- [65] ECKSTEIN, J. ; FREITAG, E. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: Experimental study on the role of entropy waves in low-frequency oscillations for a diffusion burner. In: *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2004*, 2004. – GT2004-54163
- [66] ECKSTEIN, J. ; SATTELMAYER, T.: Low-order modeling of low-frequency combustion instabilities in aeroengines. In: *Journal of propulsion and power* 22 (2006), Nr. 2, S. 425–432
- [67] EGOROV, Y. ; MENTER, F.: Development and application of sst-sas turbulence model in the desider project. In: *In: Advances in Hybrid RANS-LES Modelling*, 2008. – Springer, pp. 261-270
- [68] EHRENFRIED, K.: *Strömungsakustik*. ISBN 3-89820-699-8 : Mensch und Buch Verlag AG, Berlin, 2004
- [69] ELFEKY, S. ; PENNINGER, A. ; KARPATI, L. ; BERECKZY, A.: Noise Emission from Open Turbulent Premixed Flame. In: *Periodica Polytechnica Ser. Mech. Eng.* 40 (1996), Nr. 2, S. 85–102
- [70] EUROPEAN COMISSION: European Aeronautics: A Vision for 2020, 2001. – Office for Official Publications of the European Communities, Luxembourg, Luxembourg, ISBN 92-894-0559-7
- [71] EUROPEAN COMISSION: Flightpath 2050: Europe's Vision for Aviation, 2011. – Office for Official Publications of the European Communities, Luxembourg, Luxembourg, ISBN 978-92-79-19724-6, doi 10.2777/5026
- [72] EWERT, R.: Slat Noise Trend Predictions Using CAA With Stochastic Sound Sources From A Random Particle-Mesh Method (RPM). In: *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2006 (AIAA 2006-2667)
- [73] EWERT, R.: RPM - the fast Random Particle-Mesh method to realize unsteady turbulent sound sources and velocity fields for CAA applications. In: *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2007 (AIAA 2007-3506)

-
- [74] EWERT, R.: Broadband Slat Noise Prediction Based on CAA and Stochastic Sound Sources from a Fast Random Particle-Mesh (RPM) Method. In: *Computers and Fluids Journal* 37 (2008), Nr. 4, S. 369–387
- [75] EWERT, R.: Private Communication, 2013 (German Aerospace Center DLR, Institute of Aerodynamics and Flow Technology, Technical Acoustics). – 38108 Braunschweig
- [76] EWERT, R. ; DIERKE, J. ; SIEBERT, J. ; NEIFELD, A. ; APPEL, C. ; SIEFERT, M. ; KORNOW, O.: CAA broadband noise prediction for aeroacoustic design. In: *Journal of Sound and Vibration* 330 (2011), Nr. 17, S. 4139–4160
- [77] EWERT, R. ; EMUNDS, R.: CAA Slat Noise Studies Applying Stochastic Sound Sources Based On Solenoidal Digital Filters. In: *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2005 (AIAA 2005-2862)
- [78] EWERT, R. ; KORNOW, O. ; DELFS, J.W. ; YIN, J. ; RÖBER, T. ; ROSE, M.: A CAA Based Approach to Tone Haystacking. In: *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2009 (AIAA 2009-3217)
- [79] EWERT, R. ; NEIFELD, A. ; FRITZSCH, A.: A 3-D modal stochastic jet noise source model. In: *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2011. – AIAA Paper 2011-2887
- [80] EWERT, R. ; SCHRÖDER, W.: Acoustic perturbation equations based on flow decomposition via source filtering. In: *Journal of Computational Physics* 188 (2003), S. 365–398
- [81] F.E. CULICK, V. Y.: *Overview of Combustion Instabilities in Liquid-Propellant Rocket Engines*. In: Yang, Anderson (Hrsg.): *Liquid Rocket Engine Combustion Instability*. Bd. 169, AIAA, Kapitel 1, 2000
- [82] FLEIFIL, M. ; ANNASWAMY, A. ; GHONEIM, Z. ; GHONIEM, A.: Response of a laminar premixed flame to flow oscillations: A kinematic model and thermoacoustic instability results. In: *Combustion and Flame* 106 (1996), Nr. 4, S. 487–510
- [83] FLEMMING, F. ; SADIKI, A. ; JANICKA, J.: Investigation of combustion noise using a LES/CAA hybrid approach. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31 (2007), S. 3189–3196
- [84] FLIGHTPATH 2050: Report of the High Level Group on Aviation Research, 2011
- [85] FLUGHAFEN BERLIN BRANDENBURG GMBH: Fluglärmbericht 2014, 2015. – Stand Mai 2015
- [86] FLUGHAFEN DÜSSELDORF GMBH: Lärmschutz am Flughafen - Überblick und Details, 2008. – Stand Juni 2008

-
- [87] FLUGHAFEN MÜNCHEN GMBH: Fluglärm und Fluglärmschutz - Umwelt am Flughafen München, 2014. – Stand Januar 2014
- [88] FRANZELLI, B. ; RIBER, E. ; GICQUEL, L.Y. ; POINSOT, T.: Large Eddy Simulation of combustion instabilities in a lean partially premixed swirled flame. In: *Combustion and Flame* 159 (2012), Nr. 2, S. 621–637
- [89] FRAPORT AG: Gute Nachbarschaft als Programm - Fraport Casa2, 2012. – Stand 29.02.2012
- [90] FRAPORT AG: Aktive Schallschutzmaßnahmen - Bodenlärm reduzieren, 2015. – Stand 11.05.2015
- [91] FRAPORT AG: Aktive Schallschutzmaßnahmen - Höher fliegen, 2015. – Stand 11.05.2015
- [92] FRAPORT AG: Schallschutz - Passiver Schallschutz, 2015. – Stand 27.03.2015
- [93] FRÖHLICH, J. ; TERZI, D.: Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. In: *Progress in Aerospace Sciences* 44 (2008), S. 349–377
- [94] FUCHS, H.V.: *Schallabsorber und Schalldämpfer*. ISBN 3-540-35493-X : Springer, Berlin, Heidelberg, 2004
- [95] FUCHS, H.V. ; ZHA, X.: Einsatz mikro-perforierter Platten als Schallabsorber mit inhärenter Dämpfung. In: *Acustica* 81 (1995), S. 107–116
- [96] FUCHS, H.V. ; ZHA, X.: Micro-Perforated Structures as Sound Absorbers - A Review and Outlook. In: *Acta Acustica United With Acustica* 92 (2006), S. 139–146
- [97] GEISER, G. ; NAWROTH, H. ; HOSSEINZADEH, A. ; ZHANG, F. ; BOCKHORN, H. ; HABISREUTHER, P. ; JANICKA, J. ; PASCHEREIT, C.O. ; SCHRÖDER, W.: Thermoacoustics of a turbulent premixed flame. In: *20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2014. – AIAA Paper 2014-2476
- [98] GERLINGER, P.: *Numerische Verbrennungssimulation - Effiziente Numerische Simulation turbulenter Verbrennung*. Germany : Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 2005. – ISBN 3-540-23337-7
- [99] GIAMMAR, R.D. ; PUTNAM, A.A.: Noise Generation by Turbulent Flames. Internal Report, 1969. – Battelle, Columbus
- [100] GIAMMAR, R.D. ; PUTNAM, A.A.: Combustion Roar of Premix Burners, Singly and in Pairs. In: *Combustion and Flame* 18 (1972), Nr. 3, S. 435–438
- [101] GIKADI, J. ; SCHULZE, M. ; SCHWING, J. ; FÖLLER, S. ; SATTELMAYER, T.: Linearized Navier-Stokes and Euler Equations for the Determination of the ACOustic Scattering Behaviour of an Area Extension. In: *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2012

- [102] GRAHAM, W.R. ; HALL, C.A. ; MORALES, M.V.: The potential of future aircraft technology for noise and pollutant emissions reduction. In: *Transport Policy* 34 (2014), S. 36–51
- [103] GRAN, I.R. ; MAGNUSSEN, B.F.: A Numerical Study of a Bluff-Body Stabilized Diffusion Flame. Part 2. Influence of Combustion Modeling and Finite-Rate Chemistry. In: *Combustion Science and Technology* 119 (1996), S. 191–217
- [104] GRIMM, F. ; EWERT, R. ; DIERKE, J. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Broadband Combustion Noise Prediction with the Fast Random Particle Method. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014*, 2014. – GT2014-25195
- [105] GRIMM, F. ; EWERT, R. ; DIERKE, J. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: The Fast Random Particle Method for Combustion Noise Prediction. In: *20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2014. – AIAA Paper 2014-2451
- [106] GRIMM, F. ; EWERT, R. ; DIERKE, J. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Efficient Full 3D Turbulent Combustion Noise Simulation Based on Stochastic Sound Sources. In: *21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2015. – AIAA Paper 2015-2973
- [107] GRIMM, F. ; OHNO, D. ; WERNER, S. ; STÖHR, M. ; EWERT, R. ; DIERKE, J. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Direct Combustion Noise Simulation of a Lean Premixed Swirl Flame using Stochastic Sound Sources. In: *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA Science and Technology Forum and Exposition 2016*, 2016. – AIAA Paper 2016-1881
- [108] GRIMM, F. ; REICHLING, G. ; EWERT, R. ; DIERKE, J. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Efficient Combustion Noise Simulation of a Gas Turbine Model Combustor Based on Stochastic Sound Sources. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015*, 2015. – GT2015-42390
- [109] GUEDEL, A. ; FARRANDO, A.: Experimental study of turboshaft engine core noise. In: *Journal of Aircraft* 23 (1986), Nr. 10, S. 763–767
- [110] HIRSCH, C. ; WÄSLE, J. ; WINKLER, A. ; SATTELMAYER, T.: A spectral model for the sound pressure from turbulent premixed combustion. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31 (2007), Nr. 1, S. 1435–1441
- [111] HOWE, M.S.: Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of flute. In: *Journal of Fluid Mechanics* 71 (1975), Nr. 4, S. 625–673
- [112] HOWE, M.S.: Indirect combustion noise. In: *Journal of Fluid Mechanics* 659 (2010), S. 267–288

- [113] HU, F. ; HUSSAINI, M. ; MANTHEY, J.: Low-Dissipation and Low-Dispersion Runge-Kutta Schemes for Computational Acoustics. In: *Journal of Computational Physics* 124 (1996), Nr. 1, S. 177–191
- [114] HUANG, Y. ; SUNG, H.-G. ; HSIEH, S.-Y. ; YANG, V.: Large-eddy simulation of combustion dynamics of lean-premixed swirl-stabilized combustor. In: *Journal of Propulsion and Power* 19 (2003), Nr. 5, S. 782–794
- [115] HURLE, I. ; PRICE, R. ; SUDGEN, T. ; THOMAS, A.: Sound emission from open turbulent flames. In: *Proceedings of the Royal Society London A* 303 (1968), S. 409–427
- [116] IM, S.H.: *Caractérisation des instabilités thermoacoustiques dans les chambres de combustion à gaz*, German Aerospace Center and Ecole Centrale Paris, Master Thesis, 2013. – Supervisor: Dr. M. Stöhr and Dr. W. Meier
- [117] INGARD, U.: On the Theory and Design of Acoustic Resonators. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 25 (1953), S. 1037
- [118] IVANOVA, E.: *Numerical Simulations of Turbulent Mixing in Complex Flows*, Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart, Dissertation, 2012. – <http://elib.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2013/7813/>
- [119] JONES, W.P. ; LAUNDER, B.E.: The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15 (1972), Nr. 2, S. 301–314
- [120] JOOS, F.: *Technische Verbrennung: Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*. ISBN: 978-3-540-34333-2 : Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2006
- [121] JÖRG, C.M.: *Experimental Investigation and Spectral Modeling of Turbulent Combustion Noise from Premixed and Non-Premixed Flames*, Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München, Dissertation, 2015
- [122] KANG, D.M. ; CULICK, F.E.C. ; RATNER, A.: Combustion dynamics of a low-swirl combustor. In: *Combustion and Flame* 151 (2007), Nr. 3, S. 412–425
- [123] KATSUKI, M. ; MIZUTANI, Y. ; MOTOTAKA, C. ; KITAKA, T.: Sound Emission from a Turbulent Flame. In: *21st Symposium (International) on Combustion* 21 (1986), S. 1543–1550
- [124] KELLER, J.J.: Thermoacoustic oscillations in combustion chambers of gas turbines. In: *AIAA Journal* 33 (1995), S. 2280–2287
- [125] KELLER, J.J. ; EGLI, W. ; HELLAT, J.: Thermally induced low-frequency oscillations. In: *Journal of Applied Mathematics and Physics* 36 (1985), S. 250–274

- [126] KELLER, J.O. ; BRAMLETTE, T.T. ; WESTBROOK, C.K. ; DEC, J.E.: Pulse combustion: The quantification of characteristic times. In: *Combustion and Flame* 79 (1990), Nr. 2, S. 151–161
- [127] KENDRICK, D.W. ; SNYDER, T.S. ; ANDERSON, T.J. ; SOWA, W.A.: Acoustic Sensitivities of Lean-Premixed Fuel Injectors in a Single Nozzle Rig. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 121 (1999), Nr. 3, S. 429–436
- [128] KINGS, F. Bake N. ; FISCHER, A. ; RÖHLE, I.: Experimental Investigation of the Entropy Noise Mechanism in Aero-Engines. In: *International Journal of Aeroacoustics* 8 (2009), S. 125–142
- [129] KINGS, F. Bake N. ; FISCHER, A. ; RÖHLE, I.: Indirect Combustion Noise: Investigations by the Acceleration of Flow Inhomogenities. In: *Acta Acustica united with Acustica* 95 (2009), S. 461–469
- [130] KINGS, N.: *Indirect combustion noise: Experimental investigation of the vortex sound generation in nozzle flows*, Technische Universität Berlin, Fakultät V, Dissertation, 2014
- [131] KINGS, N. ; ENGHARDT, L. ; BAKE, F.: Indirect Combustion Noise: Experimental Investigation of the Vortex Sound Generation in a Choked-divergent Nozzle. In: *Proceedgs of the Acoustics 2012 Nantes Conference*, 2012. – ISBN 978-2-919340-01-9
- [132] KOTAKE, S.: On combustion noise related to chemical reactions. In: *Journal of Sound and Vibration* 42 (1975), Nr. 3, S. 399–410
- [133] KOTAKE, S. ; HATTA, K.: On the noise of diffusion flames. In: *Japan Society of Mechanical Engineers Journal* 8 (1965), Nr. 30, S. 211–219
- [134] KOTAKE, S. ; TAKAMOTO, K.: Combustion Noise: Effects of the Shape and Size of Burner Nozzle. In: *Journal of Sound and Vibration* 112 (1987), Nr. 2, S. 345–354
- [135] KRIGE, D.G.: A statistical approach to some basic mine valuation problems on the Witwatersrand. In: *J. of the Chem., Metal and Mining Soc. of South Africa* 52 (1951), Nr. 6, S. 119–139
- [136] KUMAR, R.N.: Further Experimental Results on the Structure and Acoustics of Turbulent Jet Flames, 1975. – AIAA Paper 75-523
- [137] L. CROCCO, S.I. C.: *Theory of Combustion Instability in Liquid Propellant Rocket Motors*. Butterworth Scientific Publications, 1956
- [138] LAUNDER, B.E. ; REECE, G.J. ; RODI, W.: Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulent Closure. In: *Journal of Fluid Mechanics* 68 (1975), Nr. 3, S. 537–566

- [139] LAUNDER, B.E. ; SHARMA, B.I.: Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. In: *Letters in Heat and Mass Transfer* 1 (1974), S. 131–138
- [140] LEAHY, J.: *Global Market Forecast 2015-2034, Presentation by John Leahy, Airbus Chief Operating Officer*. <http://www.airbus.com/company/market/forecast/>, 2015
- [141] LEWIS, G.D. ; GARRISON, G.D.: The role of acoustic absorbers in preventing combustion instability. In: *AIAA/SAE 7th Propulsion Joint Specialist Conference, Salt Lake City, Utah, USA*, 1971
- [142] LEYKO, M. ; MOREAU, S. ; NICLOUD, F. ; POINSOT, T.: Numerical and analytical modelling of entropy noise in a supersonic nozzle with a shock. In: *Journal of Sound and Vibration* 330 (2011), S. 3944–3958
- [143] LEYLEKIAN, L. ; LEBRUN, M. ; LEMPEREUR, P.: An Overview of Aircraft Noise Reduction Technologies. In: *Aerospace Lab Journal* (2014). – doi: 10.12762/2014.AL07-01
- [144] LIEUWEN, T. ; RAJARAM, R.: Acoustic Radiation from Premixed Flames Subjected to Convected Flow Disturbances. In: *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2002. – AIAA 02-0480
- [145] LIEUWEN, T.C.: *Unsteady Combustor Physics*. Cambridge University Press, 2012
- [146] LIEUWEN, T.C. ; TORRES, H. ; JOHNSON, C. ; ZINN, B.: A mechanism of combustion instability in lean premixed gas turbine combustors. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 123 (2001), Nr. 1, S. 182–189
- [147] LIEUWEN, T.C. ; YANG, V.: *Combustion Instabilities In Gas Turbine Engines: Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling*. print ISBN: 978-1-56347-669-3 : Progress in Astronautics and Aeronautics, 2006
- [148] LIEUWEN, T.C. ; ZINN, B.: The role of equivalence ratio oscillations in driving combustion instabilities in low NO_x gas turbines. In: *Symposium (International) on Combustion* 27 (1998), Nr. 2, S. 1809–1816
- [149] LIGHTHILL, M.J.: On sound generated aerodynamically. I. General Theory. In: *Proceedings of the Royal Society A* 211 (1952), S. 564–587
- [150] LIGHTHILL, M.J.: On sound generated aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound. In: *Proceedings of the Royal Society A* 222 (1954), S. 1–32
- [151] LIU, Y. ; DOWLING, A.P. ; SWAMINATHAN, N. ; DUNSTAN, T.D.: Spatial correlation of heat release rate and sound emission from turbulent premixed flames. In: *Combustion and Flame* 159 (2012), S. 2430–2440

- [152] LIU, Y. ; DOWLING, A.P. ; SWAMINATHAN, N. ; MORVANT, R. ; MACQUISTEN, M.A. ; CARACCIOLO, L.F.: Prediction of Combustion Noise for an Aeroenginge Combustor. In: *Journal of Propulsion and Power* 30 (2014), S. 114–122
- [153] LIU, Y. ; ECHEKKI, T.: Modelling of combustion noise spectrum using temporal correlations of heat release rate from turbulent premixed flames. In: *21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2015. – AIAA 2015-2970
- [154] LOURIER, J.-M.: *Numerische Simulation von thermoakustischen Instabilitäten in Gasturbinenbrennkammern mithilfe von Impedanzrandbedingungen*, Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart, Dissertation, 2015
- [155] LOURIER, J.-M. ; EBERLE, C. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Influence of Turbulence-Chemistry Interaction Modeling on the Structure and the Stability of a Swirl-Stabilized Flame. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015*, 2015. – GT2015-43174
- [156] LOURIER, J.-M. ; HUBER, A. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Numerical Analysis of Indirect Combustion Noise Generation Within a Subsonic Nozzle. In: *AIAA Journal* 52 (2014), Nr. 10, S. 2114–2126
- [157] LOURIER, J.-M. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Extension of a Compressible Pressure-Based Solver for Reacting Flows. In: *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2013. – AIAA 2013-2101
- [158] LOURIER, J.-M. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Large Eddy Simulation of a Thermoacoustic Instability within a Swirl-Stabilized Burner using Impedance Boundary Conditions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014*, 2014. – GT2014-26200
- [159] LU, H.Y.: An analytical model for entropy noise of subsonic nozzle flow. In: *AIAA Journal* 16 (1978), Nr. 12, S. 1235–1239
- [160] LYRINTZIS, A.S.: Review: The Use of Kirchhoff Method in Aeroacoustics. In: *ASME Journal of Fluids Engineering* 116 (1994), S. 665–676
- [161] LYRINTZIS, A.S.: Integral Acoustics Methods: From the (CFD) Near- Field to the (Acoustic) Far-Field. In: *International Journal of Aeroacoustics* 2 (2003), Nr. 2, S. 95–128
- [162] MAA, D.-Y.: Theory and Design of microperforated panel sound absorbing constructions (Chinesisch). In: *Scientia Sinica* 18 (1975), S. 55–71
- [163] MAGNUSSEN, B.: On the structure of turbulence and a generalized eddy dissipation concept for chemical reaction in turbulent flow. In: *19th AIAA Aerospace Science Meeting*, 1981. – AIAA 1981-42

- [164] MAGNUSSEN, B.F. ; HJERTAGER, B.H.: On Mathematical Modelling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion. In: *16th Symposium (International) on Combustion* 16 (1977), Nr. 1, S. 719–729
- [165] MARBLE, F.E. ; CANDEL, S.M.: Acoustic disturbance from gas non-uniformities convected through a nozzle. In: *Journal of Sound and Vibration* 55 (1977), Nr. 2, S. 225–243
- [166] MEIER, W. ; BARLOW, R. ; CHEN, Y.-L.: Raman/Rayleigh/LIF Measurements in a Turbulent CH₄/H₂/N₂ Jet Diffusion Flame: Experimental Techniques and Turbulence-Chemistry Interaction. In: *Combustion and Flame* 123 (2000), Nr. 3, S. 326–343
- [167] MEIER, W. ; BOXX, I. ; STÖHR, M. ; CARTER, C.D.: Laser-based investigations in gas turbine model combustors. In: *Experiments of Fluids* 49 (2010), S. 865–882
- [168] MEIER, W. ; WEIGAND, P. ; DUAN, X.R. ; GIEZENDANNER-THOBEN, R.: Detailed characterization of the dynamics of thermoacoustic pulsations in a lean premixed swirl flame. In: *Combustion and Flame* 150 (2007), S. 2–26
- [169] MEISTER, A.: *Numerik linearer Gleichungssysteme: Eine Einführung in moderne Verfahren*. ISBN-10: 3528131357 : Vieweg+Teubner Verlag, 2. überarb. Aufl. 2005, 2005
- [170] MENDEZ, S. ; ELDREDGE, J.D.: Acoustic modeling of perforated plates with bias flow for Large-Eddy Simulations. In: *Journal of Computational Physics* 228 (2009), Nr. 13, S. 4757–4772
- [171] MENON, S. ; JOU, W.-H.: Large-Eddy Simulations of Combustion Instability in an Axisymmetric Ramjet Combustor. In: *Combustion Science and Technology* 75 (1991), Nr. 1-3, S. 53–72
- [172] MENTER, F.: Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. In: *AIAA Journal* 32 (1994), Nr. 8, S. 1598–1605
- [173] MENTER, F. ; EGOROV, Y.: SAS Turbulence Modelling of Technical Flows. In: *Direct and Large-Eddy Simulation V* Part XV (2006), S. 687–694
- [174] MENTER, F. ; EGOROV, Y.: The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1: Theory and Model Description. In: *Flow Turbulence and Combustion* 85 (2010), Nr. 1, S. 113–138
- [175] MENTER, F. ; KUNTZ, M. ; LANGTRY, R.: Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model. In: *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*, ed: K. Hanjalic, Y. Nagano, and M. Tummers, Begell House, Inc., Danbury, USA (2003), S. 625–632
- [176] MENTER, F.R. ; EGOROV, Y.: A scale-adaptive simulation model using two-equation models. In: *Proceedings of the 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA, Vol. 13*, 2006

- [177] MIDGLEY, K. ; SPENCER, A. ; MCGUIRK, J.J.: Unsteady Flow Structures in Radial Swirler Fed Fuel Injectors. In: *J. Eng. Gas Turbines Power* 127 (2005)
- [178] MORFEY, C.L.: Amplification of aerodynamic noise by convected flow inhomogeneities. In: *Journal of Sound and Vibration* 31 (1973), Nr. 4, S. 391–397
- [179] MORRIS, P.J. ; BOLURIAAN, S.: The Prediction of Jet Noise from CFD Data. In: *10th AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference*, 2004. – AIAA 2004-2977
- [180] MTU AERO ENGINES: Nachhaltigkeitsbericht 2013/2014 der MTU Aero Engines AG, 2014
- [181] MÜHLBAUER, B.: *Numerische Simulation von Verbrennungslärm*, Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart, Dissertation, 2012. – <http://elib.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2012/7137/>
- [182] MÜHLBAUER, B.: *Personal communication*. 2013
- [183] MÜHLBAUER, B. ; EWERT, R. ; KORNOW, O. ; BOYDE, J. ; NOLL, B. ; DELFS, J.W. ; AIGNER, M.: Evaluation of the RPM-CN approach for broadband combustion noise prediction. In: *15th AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference*, 2009. – AIAA 2009-3285
- [184] MÜHLBAUER, B. ; EWERT, R. ; KORNOW, O. ; NOLL, B.: Evaluation of the RPM Approach for the Simulation of Broadband Combustion Noise. In: *AIAA Journal* 48 (2010), Nr. 7, S. 1379–1390
- [185] MÜHLBAUER, B. ; EWERT, R. ; KORNOW, O. ; NOLL, B.: Broadband combustion noise simulation of open non-premixed turbulent jet flames. In: *International Journal of Aeroacoustics* 11 (2012), Nr. 1, S. 1–24
- [186] MÜHLBAUER, B. ; EWERT, R. ; KORNOW, O. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Numerical Simulation of Broadband Combustion Noise with the RPM-CN Approach. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009*, 2009. – GT2009-59870
- [187] MÜHLBAUER, B. ; EWERT, R. ; KORNOW, O. ; NOLL, B. ; DELFS, J.W. ; AIGNER, M.: Simulation of combustion noise using CAA with stochastic sound sources from RANS. In: *14th AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference*, 2008. – AIAA 2008-2944
- [188] MÜHLBAUER, B. ; EWERT, R. ; KORNOW, O. ; NOLL, B. ; DELFS, J.W. ; AIGNER, M.: Numerical simulation of broadband combustion noise based on stochastic source reconstruction. In: *16th International Congress on Sound and Vibration*, 2009. – Krakow, Poland
- [189] MÜHLBAUER, B. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Numerical simulation of entropy noise and its acoustic sources in aero-engines. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008*, 2008. – GT2008-50321

- [190] MÜHLBAUER, B. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Numerical Investigation of the Fundamental Mechanism for Entropy Noise Generation in Aero-Engines. In: *Acta Acustica United with Acustica* 95 (2009), Nr. 3, S. 470–478
- [191] MÜHLBAUER, B. ; STÖHR, M. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Broadband Combustion Noise Measurements and Numerical Simulation of Enclosed Turbulent Non-Premixed Jet Flames. In: *18th International Congress on Sound and Vibration*, 2011. – Rio de Janeiro, Brazil
- [192] MUNT, R.M.: Acoustic Transmission Properties of a Jet Pipe with Subsonic Jet Flow: I. The Cold Jet Reflection Coefficient. In: *Journal of Sound and Vibration* 142 (1990), Nr. 3, S. 413–436
- [193] MUTHUKRISHNAN, M. ; STRAHLE, W.C. ; NEALE, D.H.: Separation of hydrodynamic, entropy and combustion noise in a gas turbine combustor. In: *AIAA Journal* 16 (1978), Nr. 4, S. 320–327
- [194] NDIAYE, A. ; BAUERHEIM, M. ; MOREAU, S. ; NICLOUD, F.: Uncertainty Quantification of Thermoacoustic Instabilities in a Swirled Stabilized Combustor. In: *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2015*, 2015. – GT2015-44133
- [195] NEIFELD, A. ; EWERT, R.: Jet mixing noise from single stream jets using stochastic source modeling. In: *17th AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference*, 2011
- [196] NICOL, D.G. ; MALTE, P.C. ; HAMER, A.J. ; ROBY, R.J. ; STEELE, R.C.: Development of a Five-Step Global Methane Oxidation-NO Formation Mechanism for Lean-Premixed Gas Turbine Combustion. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 121 (1999), Nr. 2, S. 272–280
- [197] NOLL, B.: *Numerische Strömungsmechanik (Numerical fluid mechanics)*. Springer Verlag, Berlin, Deutschland, 1993
- [198] OBERLEITHNER, K. ; STÖHR, M. ; IM, S.H. ; ARNDT, C.M. ; STEINBERG, A.M.: Formation and flame-induced suppression of the precessing vortex core in a swirl combustor: Experiments and linear stability analysis. In: *Combustion and Flame* 162 (2015), Nr. 8, S. 3100–3114
- [199] O’CONNOR, J. ; LIEUWEN, T.: Disturbance field characteristics of a transversely excited burner. In: *Combustion Science and Technology* 183 (2011), S. 427–443
- [200] OHIWA, N. ; TANAKA, K. ; YAMAGUCHI, S.: Noise Characteristics of Turbulent Diffusion Flames with Coherent Structure. In: *Combustion Science and Technology* 90 (1993), S. 61–78

- [201] PALIES, P. ; DUROX, D. ; SCHULLER, T. ; CANDEL, S.: The combined dynamics of swirler and turbulent premixed swirling flames. In: *Combustion and Flame* 157 (2010), Nr. 9, S. 1698–1717
- [202] PANKIEWITZ, C.: *Hybrides Berechnungsverfahren für thermoakustische Instabilitäten von Mehrbrennersystemen*, Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München, Dissertation, 2004
- [203] PETERS, N.: *Turbulent Combustion - Cambridge monographs on mechanics*. Cambridge University Press, 2000
- [204] PFUDERER, D.G. ; NEUBER, A.A. ; GRÜCHTEL, G. ; HASSEL, E.P. ; JANICKA, J.: Turbulence modulation in jet diffusion flames: Modeling and experiments. In: *Combustion and Flame* 106 (1996), Nr. 3, S. 301–317
- [205] PHILLIPS, O.M.: On the generation of sound by supersonic turbulent shear layers. In: *J. Fluid Mech.* 9 (1960), S. 1–28
- [206] PIERINGER, J.E.: *Simulation selbsterregter Verbrennungsschwingungen in Raketenschubkammern im Zeitbereich*, Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München, Dissertation, 2008
- [207] PISCOYA, R. ; BRICK, H. ; OCHMANN, M. ; KÖLTZSCH, P.: Equivalent source method and boundary element method for calculating combustion noise. In: *Acta Acoustica united with Acoustica* 94 (2008), Nr. 4, S. 514–527
- [208] POINSOT, T. ; TROUVE, A. ; VEYNANTE, D. ; CANDEL, S. ; ESPOSITO, E.: Vortex-driven acoustically coupled combustion instabilities. In: *Journal of Fluid Mechanics* 177 (1987), Nr. 1, S. 265–292
- [209] POINSOT, T. ; VEYNANTE, D.: *Theoretical and numerical combustion*. RT Edwards, Inc., 2005
- [210] POLIFKE, W. ; PASCHEREIT, C.O. ; DÖBBELING, K.: Constructive and destructive interference of acoustic and entropy waves in a premixed combustor with a choked exit. In: *The International Journal of Acoustics and Vibration* 6 (2001), Nr. 3, S. 135–146
- [211] POPE, S.B.: *Turbulent Flows*. Cambridge, UK : Cambridge University Press, 2000. – ISBN 0-521-59886-9
- [212] PURSER, R.J. ; WU, W.-S. ; PARRISH, D.F. ; ROBERTS, N.M.: Numerical aspects of the application of recursive filters to variational statistical analysis. part i: Spatially homogeneous and isotropic gaussian covariances. In: *Monthly Weather Review* 131 (2003), S. 1524–1535

- [213] PURSER, R.J. ; WU, W.-S. ; PARRISH, D.F. ; ROBERTS, N.M.: Numerical aspects of the application of recursive filters to variational statistical analysis. part ii: Spatially inhomogeneous and anisotropic gaussian covariances. In: *Monthly Weather Review* 131 (2003), S. 1536–1548
- [214] PUTNAM, A. ; FAULKNER, L.: Overview of Combustion Noise. In: *Journal of Energy* 7 (1983), Nr. 6, S. 458–469
- [215] RAJARAM, R. ; LIEUWEN, T.: Acoustic radiation from turbulent premixed flames. In: *J. Fluid Mech.* 637 (2009), S. 357–385
- [216] RAJARAM, R. ; PREETHAM, P. ; LIEUWEN, T.: Frequency Scaling of Turbulent Premixed Flame Noise. In: *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2005. – AIAA-2005-2828
- [217] REICHLING, G.: *Development of Numerical Methods for the Calculation of Thermo-Acoustic Interactions in Gas Turbine Combustion Chambers*, Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart, Dissertation, 2015. – <http://elib.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2015/9922/>
- [218] REICHLING, G. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Development of a Projection-Based Method for the Numerical Calculation of Compressible Reactive Flows. In: *Proceedings of the 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, 2013. – AIAA 2013-1003
- [219] REICHLING, G. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Numerical Simulation of the Non-Reactive and Reactive Flow in a Swirled Model Gas Turbine Combustor. In: *21st AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, 2013. – AIAA 2013-2434
- [220] RICHTER, C.: *Liner impedance modeling in the time domain with flow*, Technische Universität Berlin, Dissertation, 2009. – <https://opus4.kobv.de/opus4-tuberlin/frontdoor/index/index/docId/2408>
- [221] RICHTER, C.: A review of time domain impedance boundary conditions. Societe Francaise d'Acoustique. In: *Proceedings of the Acoustics 2012 Nantes Conference*, 2012. – Nantes, France. hal-00810672
- [222] RICHTER, C. ; THIELE, F. ; LI, X.D. ; ZHUANG, M.: Comparison of Time-Domain Impedance Boundary Conditions for Lined Duct Flows. In: *AIAA Journal* 45 (2007), Nr. 6, S. 1333–1345
- [223] RIENSTRA, S.W.: Impedance Models in Time Domain including the Extended Helmholtz Resonator Model. In: *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Cambridge, MA, USA*, 2006

- [224] ROLLS-ROYCE: *The Jet Engine*. England : Technical Publications Department, Rolls-Royce plc, Derby, 1996. – ISBN 10: 0902121235
- [225] ROTTA, J.C.: *Turbulente Strömungen: eine Einführung in die Theorie und ihre Anwendung*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1972
- [226] ROUX, S. ; LARTIGUE, G. ; POINSOT, T. ; MEIER, U. ; BERAT, C.: Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis, and large eddy simulations. In: *Combustion and Flame* 141 (2005), Nr. 1-2, S. 40–54
- [227] SATTELMAYER, T.: Influence of the combustor aerodynamics on combustion instabilities from equivalence ratio fluctuations. In: *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2000*, 2000. – 2000-GT-082
- [228] SCHADOW, K.C. ; GUTMARK, E. ; PARR, T.P. ; PARR, D.M. ; WILSON, K.J. ; CRUMP, J.E.: Large-Scale Coherent Structures as Drivers of Combustion Instability. In: *Combustion Science and Technology* 64 (1989), Nr. 4-6, S. 167–186
- [229] SCHNEIDER, C. ; DREIZLER, A. ; JANICKA, J.: Flow Field Measurements of Stable and Locally Extinguishing Hydrocarbonfuelled Jet Flames. In: *Combustion and Flame* 135 (2003), Nr. 1-2, S. 185–190
- [230] SCHUERMANS, B. ; GUETHE, F. ; PENNELL, D. ; GUYOT, D. ; PASCHEREIT, C.O.: Thermoacoustic Modeling of a Gas Turbine Using Transfer Functions MEasured Under Full Engine Pressure. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132 (2010), Nr. 11
- [231] SCHULLER, T. ; DUCRUIX, S. ; DUROX, D. ; S.CANDEL: Modeling tools for the prediction of premixed flame transfer functions. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 29 (2002), Nr. 1, S. 107–113
- [232] SCHULLER, T. ; DUROX, D. ; PALIES, P. ; S.CANDEL: Acoustic decoupling of longitudinal modes in generic combustion systems. In: *Combustion and Flame* 159 (2012), S. 1921–1931
- [233] SCHWING, J. ; GRIMM, F. ; SATTELMAYER, T.: A model for the thermo-acoustic feedback of transverse acoustic modes and periodic oscillations in flame position in cylindrical flame tubes. In: *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2012*, 2012. – GT2012-68775
- [234] SCHWING, J.E.: *Über die Interaktion von transversalen akustischen Moden, Strömung und drallstabilisierter Flamme in zylindrischen Flammenrohren*, Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München, Dissertation, 2013
- [235] SHIVASHANKARA, B.N. ; STRAHLE, W.C. ; HANDLEY, J.C.: Combustion Noise Radiation by Open Turbulent Flames, 1973. – AIAA Paper 73-1025

- [236] SIEFERT, M. ; EWERT, R.: Sweeping Sound Generation in Jets Realized with a Random Particle-Mesh Method. In: *15th AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference*, 2009. – AIAA 2009-3369
- [237] SILVA, A.R. da ; SCAVONE, G.P. ; LEFEBVRE, A.: Sound reflection at the open end of axisymmetric ducts issuing a subsonic meanflow: A numerical study. In: *Journal of Sound and Vibration* 327 (2009), S. 507–528
- [238] SILVA, C.F. ; LEYKO, M. ; NICOUD, F. ; MOREAU, S.: Assessment of combustion noise in a premixed swirled combustor via Large-eddy simulation. In: *Computers and Fluids* 78 (2013), S. 1–9
- [239] SINGH, K.K. ; FRANKEL, S.H. ; GORE, J.P.: Effects of combustion on the sound pressure generated by circular jet flows. In: *AIAA Journal* 41 (2003), Nr. 2, S. 319–321
- [240] SINGH, K.K. ; FRANKEL, S.H. ; GORE, J.P.: Study of spectral noise emissions from standard turbulent nonpremixed flames. In: *AIAA Journal* 42 (2004), Nr. 5, S. 931–936
- [241] SINGH, K.K. ; YU, M. ; GUPTA, K. ; BRYDEN, K.M.: Investigation of Noise Radiation From a Swirl Stabilized Diffusion Flame with an Array of Microphones. In: *Applied Energy* 112 (2013), Nr. 0, S. 313–324
- [242] SMITH, T. ; KILHAM, J.: Noise generated by open turbulent flame. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 35 (1963), S. 715–724
- [243] SPALDING, D.B.: Mixing and Chemical Reaction in Steady Confined Turbulent Flames. In: *13th Symposium (International) on Combustion* (1971), S. 649–657
- [244] SPALDING, D.B.: *Combustion and Mass Transfer*. Pergamon Press, 1978
- [245] SPENCER, A. ; MCGUIRK, J.J. ; MIDGLEY, K.: Vortex Breakdown in Swirling Fuel Injector Flows. In: *J. Eng. Gas Turbines Power* 130 (2008), Nr. 2
- [246] SPEZIALE, C.G. ; SARKAR, S. ; GATSKI, T.B.: Modeling the Pressure-Strain Correlation of Turbulence: an Invariant Dynamical Systems Approach. In: *Journal of Fluid Mechanics* 227 (1991), S. 245–272
- [247] STEINBERG, A. ; ARNDT, C. ; MEIER, W.: Parametric study of vortex structures and their dynamics in swirl-stabilized combustion. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34 (2013), Nr. 2, S. 3117–3125
- [248] STEINBERG, A. ; BOXX, I. ; STÖHR, M. ; MEIER, W. ; CAMPBELL, C.: Effects of flow structure dynamics on thermo-acoustic instabilities in swirl stabilized combustion. In: *AIAA Journal* 50 (2012), Nr. 4, S. 952–967

-
- [249] STÖHR, M.: *Personal communication*. Institut für Verbrennungstechnik, Abteilung VDA, DLR Stuttgart, 2013
- [250] STÖHR, M.: *Personal communication*. Institut für Verbrennungstechnik, Abteilung VDA, DLR Stuttgart, 2015
- [251] STÖHR, M. ; BOXX, I. ; CARTER, C.D. ; MEIER, W.: Experimental study of vortex-flame interaction in a gas turbine model combustor. In: *Combustion and Flame* 159 (2012), S. 2636–2649
- [252] STÖHR, M. ; WERNER, S.: *Personal communication*. Institut für Verbrennungstechnik, Abteilung VDA, DLR Stuttgart, 2015
- [253] STRAHLE, W.C.: On combustion generated noise. In: *Journal of Fluid Mechanics* 49 (1971), Nr. 2, S. 399–414
- [254] STRAHLE, W.C.: Combustion noise. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 4 (1978), Nr. 3, S. 157–176
- [255] STRAHLE, W.C. ; SHIVASHANKARA, B.N.: Combustion Generated Noise in Gas Turbine Combustors. In: *Journal of Engineering for Power* 98 (1976), Nr. 2, S. 242–246
- [256] TACKE, M.: *Zur Stabilität angehobener turbulenter Diffusionsflammen*. Germany, Technische Universität Darmstadt, Dissertation, 1998. – <http://tubiblio.ulb.tu-darmstadt.de/40021/>
- [257] TAM, C.K.W. ; AURIAULT, L.: Jet Mixing Noise from Fine-Scale Turbulence. In: *AIAA Journal* 37 (1999), Nr. 2, S. 145–153
- [258] TAM, C.K.W. ; DONG, Z.: Wall boundary conditions for high-order finite-difference schemes in computational aeroacoustics. In: *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* 6 (1994), S. 303–322
- [259] TAM, C.K.W. ; GOLEBIOWSKI, M. ; SEINER, J.M.: On the Two Components of Turbulent Mixing Noise from Supersonic Jets. In: *2nd AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference*, 1996. – AIAA 1996-1716
- [260] TAM, C.K.W. ; WEBB, J.C.: Dispersion-Relation-Preserving Finite Difference Schemes for Computational Acoustics. In: *Journal of Computational Physics* 107 (1993), Nr. 2, S. 262–281
- [261] THOMAS, A. ; WILLIAMS, G.: Flame noise: sound emission from sparkignited bubbles of combustile gas. In: *Proceedings of the Royal Society London A* 294 (1966), S. 449–466
- [262] TRUFFAUT, J.-M. ; SEARBY, G. ; BOYER, L.: Sound emission by non-isomolar combustion at low Mach numbers. In: *Combustion Theory Modelling* 2 (1998), S. 423–428

- [263] ULLRICH, W.C. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: Computation of Combustion Noise from a Premixed and Pressurized Propane Flame Using Statistical Noise Modeling. In: *AIAA Propulsion and Energy Forum and Exposition, 2016*, 2016
- [264] ULLRICH, W.C. ; SCHULZE, M. ; SATTELMAYER, T.: Fundamental Indirect Noise Generation by Interactions between Entropy, Vorticity and Acoustic Waves in the Context of Aero Engine Applications. In: *Inter.Noise 2014, Melbourne, Australia*, 2014
- [265] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R.: *Combustion: physical and chemical fundamentals, modeling and simulation, experiments, pollutant formation*. Springer, 2006
- [266] WÄSLE, A.: *Vorhersage der Lärmemission turbulenter Vormischflammen*. Germany, Technische Universität München, Dissertation, 2007
- [267] WÄSLE, A. ; WINKLER, A. ; SATTELMAYER, T.: Influence of the Combustion Mode on Acoustic Spectra of Open Turbulent Swirl Flames, 2005 (12th International Congress on Sound and Vibration)
- [268] WEIGAND, P. ; MEIER, W. ; DUAN, X.R. ; STRICKER, W. ; AIGNER, M.: Investigation of swirl flames in a gas turbine model combustor; I. Flow field, structures, temperatures and species distributions. In: *Combustion and Flame* 144 (2006), S. 205–224
- [269] WESTBROOK, C.K. ; DRYER, F.L.: Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames. In: *Combustion Science and Technology* 27 (1981), S. 31–43
- [270] WEYERMANN, F. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: *Influence of boundary conditions on the noise emission of turbulent premixed swirl flames*. ISBN 978-3-642-02037-7 : In: A. Schwarz, J. Janicka, Combustion Noise. DFG Research Unit 486. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009
- [271] WIDENHORN, A. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Numerical characterization of a gas turbine model combustor applying scale-adaptive simulation. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009*, 2009. – GT2009-59038
- [272] WIDENHORN, A. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: Numerical Characterization of the Reacting Flow in a Swirled Gasturbine Model Combustor. In: SPRINGER (Hrsg.): *High Performance Computing in Science and Engineering '09 Transactions of the High Performance Computing Center, Stuttgart (HLRS)*, 2009. – pp. 179-195, ISBN 978-3-642-04664-3
- [273] WILCOX, D.: Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. In: *AIAA Journal* 26 (1988), S. 1299–1310
- [274] WILCOX, D.C.: *Turbulence modeling for CFD*. La Canada, California : DCW Industries Inc., 2006

- [275] WILLIAMS, F.A.: *Recent advances in theoretical description of turbulent diffusion flames - In: Murthy SNB (ed) Turbulent mixing in non-reactive and reactive flows*. Plenum Press, 1975
- [276] WILLIAMS, J.E. F. ; HOWE, M.S.: The generation of sound by density inhomogenities in low mach number nozzle flows. In: *Journal of Fluid Mechanics* 70 (1975), Nr. 3, S. 605–622
- [277] WINKLER, A. ; WÄSLE, A. ; SATTELMAYER, T.: Experimental Investigations on the Acoustic Efficiency of Premixed Swirl Stabilized Flames. In: *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2005. – AIAA Paper 2005-2908
- [278] YU, K.H. ; TROUVE, A. ; DAILY, J.W.: Low-frequency pressure oscillations in a model ramjet combustor. In: *Journal of Fluid Mechanics* 232 (1991), Nr. 11, S. 47–72
- [279] ZHANG, F. ; HABISREUTHER, P. ; BOCKHORN, H. ; NAWROTH, H. ; PASCHEREIT, C.O.: On Prediction of Combustion Generated Noise with the Turbulent Heat Release Rate. In: *Acta Acustica united with Acustica* 99 (2013), Nr. 6, S. 940–951
- [280] ZHANG, F. ; HABISREUTHER, P. ; HETTEL, M. ; BOCKHORN, H.: Numerical Computation of Combustion Induced Noise Using Compressible LES and Hybrid CFD/CAA Methods. In: *Acta Acustica united with Acustica* 98 (2012), Nr. 1, S. 120–134
- [281] ZHU, M. ; DOWLING, A.P. ; BRAY, K.N.C.: Self excited oscillations in combustors with spray atomisers. In: *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2000*, 2000. – 2000-GT-108
- [282] ZIMONT, V.: Gas premixed combustion at high turbulence. Turbulent flame closure combustion model. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 21 (2000), S. 179–186
- [283] ZUKOWSKI, E.E. ; AUERBACH, J.M.: Experiments concerning the response of supersonic nozzles to fluctuating inlet conditions. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 98 (1976), S. 60–63

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Felix Grimm
Geburtsdatum	02. Juli 1985
Geburtsort	Bayreuth
Staatsangehörigkeit	Deutsch

Schulbildung

09.1991-07.1995	Grundschule Himmelkron/Lanzendorf
09.1995-04.2004	Markgraf-Georg-Friedrich Gymnasium Kulmbach
2004	Allgemeine Hochschulreife

Zivildienst

07.2004-04.2005	Landkreis-Jugendarbeit Kulmbach, Kreisjugendring Kulmbach
-----------------	---

Studium

10.2005-11.2011	Technische Universität München
	Vertiefung Luft- & Raumfahrttechnik
2011	Diplom

Berufliche Tätigkeit

seit 04.2012	Wissenschaftlicher Mitarbeiter
	Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt
	Institut für Verbrennungstechnik, Stuttgart